

1918.

No. 22.

GENERAL LIBRARY

APR - 8 1919

UNIV. OF MICH.

ANNALEN

DER

PHYSIK.

BEGRÜNDET UND FORTGEFÜHRT DURCH

F. A. C. GREN, L. W. GILBERT, J. C. POGGENDORFF, G. U. E. WIEDEMANN, P. DRUDE.

VIERTE FOLGE.

Band 57. Heft 6.

DER GANZEN REIHE 362. BANDES 6. HEFT.

KURATORIUM:

M. PLANCK, G. QUINCKE
W. C. RÖNTGEN, W. VOIGT, E. WARBURG.

UNTER MITWIRKUNG

DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT

HERAUSGEGEBEN VON

W. WIEN UND M. PLANCK



LEIPZIG.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIOUS BARTH.

DÖRRHENSTRASSE 16.

Bestellungen auf die „Annalen“ werden von allen Buchhandlungen, von den Postämtern und von der Verlagsbuchhandlung angenommen. Preis für den in 24 Heften (= 3 Bänden) ausgegebenen Jahrgang 54 M.

Ausgegeben am 13. Dezember 1918.



Inhalt.

	Seite
1. Ernst Wagner. Spektraluntersuchungen an Röntgenstrahlen. Über die Messung der Planckschen Quantenkonstante h aus dem zur Erzeugung homogener Bremsstrahlung notwendigen Minimumpotential	401
2. O. E. Frivold. Diamagnetismus bei schwachen Feldstärken. (Vorläufige Mitteilung).	471

Die Redaktion der Annalen wird von den umseitig genannten Herren besorgt. Den geschäftlichen Teil hat Herr **Geb. Hofrat Prof. W. Wien** übernommen, an den auch Manuskripte zu senden sind. Seine Adresse ist: **Würzburg, Plecherring 8.**

Es wird gebeten, die Manuskripte **druckfertig** einzuliefern und in den Korrekturen den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu überschreiten.

Die Verlagsbuchhandlung liefert 100 **Sonderabdrücke** jeder Arbeit kostenfrei. Falls ausnahmsweise mehr gewünscht werden, so muß dies bei Rücksendung des ersten Korrekturbogens an die Druckerei auf dessen erster Seite bemerkt werden. Alle anderen, die Sonderabdrücke betreffenden Mitteilungen bittet man an die Verlagsbuchhandlung zu richten.

Anderweitiger **Abdruck** der für die Annalen bestimmten Abhandlungen oder Übersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaktion und Verlagsbuchhandlung gestattet.

Die **Zeichnungen** sind in möglichst sorgfältiger Ausführung den Abhandlungen auf besonderen Blättern beizulegen (nicht in das Manuskript selbst einzuzichnen). Da die Figuren fortan möglichst in den Text eingefügt werden sollen, ist die Stelle des Manuskriptes recht genau anzugeben, wo sie hingehören.

Zitate sind am Rande oder unten auf den Seiten des Manuskriptes nicht in dem Text selbst) und zwar möglichst in der in den „Fortritten der Physik“ üblichen Form mit Angabe des Namens und Vornamens, der Band-, Seiten- und Jahreszahl aufzuführen.



ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE. BAND 57.

1. Spektraluntersuchungen an Röntgenstrahlen.

*Über die Messung der Planckschen Quantenkonstante h aus dem zur Erzeugung homogener Bremsstrahlung notwendigen Minimumpotential;
von Ernst Wagner.*

Der sich beschleunigt erweiternde Geltungsbereich des Planckschen Wirkungsquantums h läßt eine möglichst genaue Bestimmung dieser universellen Größe wünschenswert erscheinen. Eine scharfe Prüfung an der Erfahrung erfordern insbesondere die überraschenden quantitativ formulierten Zusammenhänge der universellen Naturkonstanten e , h , e/m , R (Rydbergsche Zahl), wie sie die Bohrsche Theorie der Spektrallinien erbracht hat.

Die Größe h ist unter den eben genannten Konstanten die noch am wenigsten genau durch Versuche bestimmte, wie sich schon daraus ergibt, daß Planck in der I. Auflage seiner Wärmestrahlung (1906) für sie den Wert $6,55 \cdot 10^{-27}$ erg. sec, in der II. Auflage (1913) $6,42 \cdot 10^{-27}$ erg. sec angibt, während der wahre Wert wahrscheinlich in der Mitte liegt. Benutzt man zur Berechnung von h nicht, wie Planck, die zwei Wärmestrahlungskonstanten c_2 und die Gesamtstrahlung σ , für welche letztere bekanntlich noch sehr verschiedene Werte von den Beobachtern gefunden sind, sondern kombiniert den auf 1 Proz. genauen Warburg-Müllerschen¹⁾ Wert $c_2 = 1,430$ mit dem offenbar sehr genauen (auf 1 Prom. angegebenen) Millikanschen Wert²⁾ für $e = 4,774 \cdot 10^{-10}$ el. stat., so erhält man $h = 6,54 \cdot 10^{-27}$ erg. sec. Dieser Wert ist in vollkommener Übereinstimmung mit dem aus der Bohrschen Theorie aus den besten Werten für e , e/m , R abgeleiteten³⁾ Werte $6,54 \cdot 10^{-27}$ erg. sec.

1) E. Warburg u. C. Müller, Ann. d. Phys. 48. p. 430. 1915.

2) R. Millikan, Phil. Mag. 34. p. 1. 1917.

3) Vgl. L. Flamm, Physik. Zeitschr. 18. p. 515. 1917.

Aus lichtelektrischen Versuchen konnte Millikan¹⁾ 1916 die lange vergeblich gesuchte Bestätigung der Einsteinschen Gleichung $e \cdot V = h \cdot \nu - P$ erbringen und für h den am Na auf $1/2$ Proz. genauen Wert angeben: $6,56 \cdot 10^{-27}$ erg.sec. Mißlich bleibt bei diesen Versuchen das Auftreten der nicht universellen Kontaktpotentiale P , die von der Größe der Quantenpotentiale V der Strahlung und vielleicht nicht sehr genaue Körperkonstanten sind.

Einen aussichtsvollen, vorerst noch nicht weiter verfolgten Weg zu einer scharfen Messung von h bieten die Franck und Hertzschen²⁾ Bestimmungen der Ionisierungspotentiale von Gasen. Voraussetzung für diese Methode ist die Berechtigung der Zuordnung dieses Potentials zu einer gewissen Spektrallinie des Gases. Ohne Einblick in den Mechanismus bleibt diese hypothetisch. Im Röntgenspektrum besteht jedenfalls keine solche Zuordnung zu einer Emissionslinie, sondern zu der Absorptionsbandkante der betreffenden Serie.

Einen neuen Weg zur Messung von h bietet die von Duane und Hunt³⁾ im Gebiete des kontinuierlichen Röntgenspektrums wiedergefundene Gültigkeit der reinen, von Körperkonstanten praktisch freien Quantengleichung $e \cdot V = h \cdot \nu$. In diesem hochfrequenten Gebiete sind die Quantenpotentiale V der Strahlung so hoch, daß die kleinen Kontaktpotentiale keine ernstliche Fehlerquelle mehr bilden können. Es erschien mir daher diese Methode einen prinzipiellen Vorteil zu haben und sich zu einer Präzisionsmessung von h zu eignen.

Der betreffende Versuch von Duane-Hunt bildet die Umkehrung des lichtelektrischen Versuches von Millikan. Es wird hier eine homogene Röntgenstrahlung mit dem Braggschen Kristallspektrometer aus dem kontinuierlichen Spektrum isoliert und die Intensität dieser reflektierten Strahlung als Funktion des Entladungspotentials bestimmt; das heißt in der Sprache der Wärmestrahlung: es wird eine *Isochrome* aufgenommen, wenn wir als Analogon zum Potential die Temperatur setzen. Während im Falle der Wärmestrahlung

1) R. Millikan, Physik. Zeitschr. 17. p. 217. 1916.

2) J. Franck u. G. Hertz, Verh. d. D. Physik. Ges. 16. p. 457. 1914 und Physik. Zeitschr. 17. p. 438. 1916.

3) W. Duane u. F. L. Hunt, Physik. Rev. 6. p. 166. 1915.

lung die Isochromate mit abnehmender Temperatur sich *asymptotisch* der Temperaturachse annähert, schneidet im Röntgenspektrum die Isochromate im linearen Verlaufe bei abnehmendem Potential *scharf* die Potentialachse bei dem *Minimumpotential* V_0 . Auf dieses V_0 und die Frequenz ν der Strahlung bezieht sich die Quantengleichung. Bei Änderung von ν , d. i. des Reflexionswinkels am Kristall, ergab sich eine genaue Gültigkeit der Quantengleichung $e \cdot V_0 = h \cdot \nu$ und als Mittelwert für h : $6,50 \cdot 10^{-27}$ erg·sec, wenn zur Berechnung der Frequenz ν aus der Gitterkonstante der benutzten Kalkspatfläche 100 der Millikansche e -Wert dient.

Dieselbe neue Eigenschaft der Röntgenstrahlung, die bei der Beobachtung der Isochromaten als Minimumpotential sich geltend macht, stellt sich in der Beobachtung der spektralen Energieverteilung bei konstantem Erzeugungspotential V der Kathodenstrahlen als Minimumwellenlänge bzw. *Maximalfrequenz* ν_m im Spektrum dar nach der nämlichen Gleichung $eV = h\nu_m$. Dieser zweiten Beobachtungsart entspricht die der Isothermen in der Wärmestrahlung.

Die Übereinstimmung der einzelnen h -Werte in dem untersuchten Spektralbereich betrug ca. 1 Proz. nach beiden Methoden. Die Versuchsbedingungen können als vollendet bezeichnet werden: die gasfreie, im Strome fein regulierbare Coolidgeöhre und eine Akkumulatorenbatterie bis 40000 Volt stand den Autoren zur Verfügung.

Verfasser arbeitete zur Zeit der Veröffentlichung dieser Versuche gerade mit einer ähnlichen Versuchsanordnung: es sollten die Emissionsbedingungen der K -Serie geeigneter Metalle unter Benutzung der im Physikalischen Institut vorhandenen Akkumulatorenbatterie bis 6000 Volt untersucht werden. Trotz ihrer starken Absorbierbarkeit erwies sich die durch ein Aluminiumfenster tretende Strahlung stark genug zu einer mehrstündigen Photographie der K - α -Linien nach der Reflexion an einem Sylvikristall; mit einem empfindlichen Wilsonelektroskope konnte auch die reflektierte schwache *kontinuierliche* Strahlung in einem genügend schmalen Spektralbereiche hinreichend genau gemessen werden.

Es erschien daher aussichtsreich, den Duane-Huntschen Versuch in diesem langwelligen Spektralbereiche zu wiederholen. Dieser bot den Vorteil einer größeren erreichbaren

Genauigkeit der zwei zu messenden Größen: der Spannung V und des Reflexionswinkels φ (am benutzten Sylvin). Bekanntlich sind genaue Spannungsmessungen um so schwieriger, je höher die Spannungen sind; man durfte in dem Bereiche bis 10000 Volt, wo auch die Ausstrahlung in die Luft noch wenig merklich ist, eine genauere Messung erhoffen, als sie in dem Duane-Huntschen Bereiche bis 40000 Volt möglich war. Gleichzeitig werden bei kleineren Spannungen V_0 die Reflexionswinkel φ größer nach der Gleichung $V_0 \cdot \sin \varphi = \text{const.}$ und entsprechend genauer meßbar. Unser Winkelbereich betrug 11° — 25° (an KCl), der Duane-Huntsche 3° — 5° (Kalkspat).

Ein weiterer Vorteil ergab sich aus der geringen Durchdringungskraft der Strahlung, die viele Schutzmaßregeln bei der elektrometrischen Messung ersparte.

Im Hinblick auf diese günstigen Bedingungen entschloß sich Verfasser zu einer Nachprüfung der Gültigkeit der Quantengleichung in dem noch nicht untersuchten langwelligen Spektralbereiche, der den Quantenpotentialen zwischen 4600 und 6000 Volt entspricht. Das erschien um so erwünschter, als in der leider sehr kurz gehaltenen Duane-Huntschen Arbeit keine speziellen Mitteilungen enthalten sind, aus denen allein ein Einblick in die erreichbare und in die wirklich erreichte Präzision zu gewinnen ist. Unterhalb 4600 Volt waren genaue Messungen nicht mehr ausführbar infolge der Schwäche der Strahlung. Um so dankenswerter war der Erwerb weiterer Batterien, der die Ausdehnung der Versuche bis zu 10500 Volt erlaubte.

Im Verlaufe unserer Untersuchung erschien die schöne Experimentalarbeit von David Webster¹⁾, in der unter gleich vollkommenen Versuchsbedingungen wie bei Duane-Hunt neben dem Anregungspotential der K -Serienlinien des Rhodiums auch mehrere Minimumpotentiale im weißen Spektrum bei genau bekannten Frequenzen gemessen sind. Als Mittelwert erhält Webster für h : $6.53 \cdot 10^{-27}$ erg.sec; wir halten diesen Wert nach Art der Ausführung für den zuverlässigsten bisher gemessenen h -Wert. Leider ist auch in dieser Arbeit keine genügende und kritische Diskussion der Fehlerquellen zu finden, die die Frage nach der erreichten,

1) D. Webster, Phys. Rev. 7. p. 587. 1916.

noch weniger der erreichbaren Präzision der Methode beantwortete.

Wir müssen hier noch einer nach dem Vorgange von Rutherford, Barnes und Richardson¹⁾ häufiger benutzten Methode zur Bestimmung von h gedenken, die gleichzeitig mit Duane und Hunt die Existenz einer Minimumwellenlänge im Röntgenspektrum wahrscheinlich gemacht hat. Hier wird die *nicht spektral zerlegte* Gesamtstrahlung durch fortschreitende Absorption in Aluminium so weit ihrer weichen Bestandteile beraubt, bis die harte Reststrahlung einen von der Dicke des Filters unabhängigen Absorptionskoeffizienten μ im Aluminium zeigt. Hierdurch schien die Homogenität der Reststrahlung gesichert und definiert. Aus dem empirischen Gesetze $\mu = \lambda^{2.7} \cdot \text{const}$ wurde auf die Minimumwellenlänge geschlossen. Indessen hat diese freilich sehr bequeme Arbeitsweise zu erheblichen Fehlern geführt, die nicht nur aus der unberechtigten Extrapolation der zuletzt geschriebenen Gleichung auf kleine Werte λ stammen. Wie bereits bemerkt²⁾, verdeckte bei jenen Versuchen die starke, im Spektrum bei $\lambda = 0,17 \text{ \AA}$ festbleibende $K\text{-}\alpha$ -Linienemission des Wolframs am kurzwelligen Ende die schwache Intensität des in Wahrheit mit wachsendem Potential sich weiter verschiebenden kurzwelligen Endes des kontinuierlichen Spektrums und täuschte eine vom Potential unabhängige Wellenlänge bei $\lambda = 0,17 \text{ \AA}$ vor.

Rutherford hat später³⁾ den Fehler bemerkt, ihn aber allein in der Anwendung des in dem betreffenden Spektralbereiche selektiv absorbierenden Bleies gesehen. Ohne Zweifel wird bei den wenigen Versuchen mit den höchsten Spannungen bei 125000, 145000 und 175000 Volt, wo Blei außer Aluminium zur Absorption gedient hat, auch dieser Einfluß in dem erörterten Sinne wirksam gewesen sein. Indessen zeigte sich bei den Versuchen mit 80000–115000 Volt *ohne Bleifilter* die Wellenlänge der „End“strahlung bereits sehr wenig abhängig vom Potential, d. i. gerade in dem Spannungsintervalle, wo die Linienemission des Wolframs einsetzt. Ferner aber wurden selbst weit unterhalb dieser hohen Potentiale

1) E. Rutherford, J. Barnes u. H. Richardson, Phil. Mag. 30, p. 339. 1915.

2) Physik. Zeitschr. 18, p. 46. 1917.

3) E. Rutherford, Phil. Mag. 34, p. 153. 1917.

von 40000—80000 Volt systematische und immer noch erhebliche Abweichungen vom Quantenansatz gefunden (vgl. Fig. 5, Phil. Mag. 1. c. p. 353, und Tab. I, p. 352), die nach den Websterschen und unseren Versuchen sicher nicht bestehen. Offenbar wird wegen des steilen Anstieges der Energie im Spektrum vom Werte Null bei der maximalen Frequenz ν_m nach kleineren Frequenzen hin die Absorptionsmethode immer zu kleine Grenzfrequenzen (zu große h) liefern.

Von der erwähnten Absorptionsmethode, die naturgemäß weder in die Intensitätsverteilung im Spektrum noch in eventuelle Linienemissionen einen klaren Einblick gestattet, kann daher die numerische Prüfung der Quantengleichung nicht erwartet werden.

Dagegen haben in qualitativ-orientierender Weise diese Versuche von Rutherford und auch von Dessauer¹⁾ im Gebiete extrem hoher Spannungen (200—300 kilo volt) jedenfalls zeigen können, daß der für Versuchsfehler kritische Wellenlängenbereich der Wolframlinienemission und der selektiven Bleiabsorption erheblich nach dem Gebiete noch kürzerer Wellenlängen hin überschritten werden kann. Im Gebiete sehr kleiner Spannungen (zwischen 2500 und 10000 Volt) hat C. D. Miller²⁾ im Laboratorium Millikans mit der Absorptionsmethode die angenäherte Gültigkeit der Quantengleichung für die Minimumwellenlänge im Spektrum nachweisen können.

Die hier mitzuteilenden Versuche sind lediglich Bestimmungen von Isochromaten im Wellenlängenbereiche 1,2 bis 2,7 Å. Ebenso wie bei der Wärmestrahlung die Isothermenmethode weniger genaue Werte der Strahlungskonstanten liefert, ist auch die Bestimmung von h aus der Minimumwellenlänge im Röntgenspektrum bei konstantem Potential technisch die weniger genaue. Als Antikathoden wurden Platin und Kupfer verwendet. Als Röntgenröhre diente statt der gasfreien Coolidgegeröhre die übliche gasgefüllte.

Entsprechend der Quantengleichung

$$h = e \cdot \frac{V_0}{\nu}$$

1) F. Dessauer, Ber. d. D. Physik. Ges. 19. p. 204. 1917.

2) C. D. Miller, Phys. Rev. 8. p. 329. 1916.

zerfällt unsere Aufgabe in die Messung von zwei Größen: der Spannungen und der Frequenzen, d. i. der Reflexionswinkel φ am Kristall (Sylvin). Die Frequenzen folgen aus φ nach der Gleichung

$$\frac{c}{\nu} = \lambda = 2d \cdot \sin \varphi.$$

Die Gitterkonstante d wird unter Zugrundelegung der Braggschen Kristallstruktur aus Dichte, Molekulargewicht und Loschmidtscher Zahl (Benutzung von e) berechnet.

Versuchsanordnung.

Die Versuchsanordnung zeigt Fig. 1. R ist das Röntgenrohr; es steht möglichst nahe dem Spektrometer S . JK ist die Ionisationskammer, deren isolierte Innenelektrode zum Blättchen des Wilsonelektrometers E führt. Die äußere Hülle der JK , sowie die Ladeplatte des Elektrometers sind über einen Wasserwiderstand mit dem Spannungspol der kleinen Akkumulatorenbatterie B verbunden. Der positive Pol der Hochspannungsbatterien A ist über das Galvanometer G zu der geerdeten Antikathode geführt. Der negative Hochspannungspol ist mit der Kathode und über den Wasserwiderstand W mit dem Hochspannungsvoltmeter V verbunden.

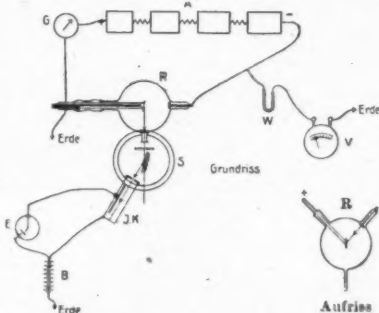


Fig. 1.

Fig. 1a.

Beschreibung der Apparate.

Die Röntgenröhre (von Gundelach-Gehlberg) war eine Glaskugel von 20 cm Durchmesser mit drei Ansätzen, ähnlich der Siegbahnschen Röhre. Der Antikathodenansatz endete in einem weiten Schlicke, in welchen ein Glasrohr mit konischem Mittelstück paßte. Durch dieses Rohr war ein Messingrohr gesteckt, das auf dem inneren Ende die Antikathodenscheibe trug und das mit dem äußeren Ende des Glasrohres luftdicht mit Siegellack verkittet war. Die Anti-

kathodenscheibe war eine Kupferplatte mit hart aufgelötetem Platinblech. Im Inneren der Röntgenröhre war das Messingrohr größtenteils durch ein Glasrohr bedeckt. Zum Durchleiten von Kühlwasser von der Wasserleitung führten ins innere des Messingrohres dicht verlötet zwei schmale Messingrohre. Die Antikathodenebene war vertikal, d. h. der Spektrometerachse parallel, und so gestellt (durch Drehung des Glaskegels im Schliff), daß die untersuchte Strahlung diese Ebene fast streifend verließ (d. h. in der Richtung senkrecht zur Zeichenebene, Fig. 1a). Hierdurch wird eine fast lineare und sehr flächenhelle Strahlenquelle erzeugt. Die Strahlung tritt durch ein 0,02 mm dickes Aluminiumfenster ins Spektrometer.

Die Kathode bildete eine übliche solide Aluminiumkalotte. Das Rohr war dauernd mit der rotierenden Gaedquecksilberpumpe verbunden. Eine von Anfang an vorhandene *geringe* Undichtigkeit am Kathodeneinschmelzpunkt war eher von Vorteil, da es leicht war, durch langsames Pumpen von Hand den Druck konstant zu halten. Viel schwerer ist es dagegen, die bei völliger Dichtigkeit — ja schon in unserem Falle — sich unliebsam bemerkbar machende Selbstevakuierung zu kompensieren.

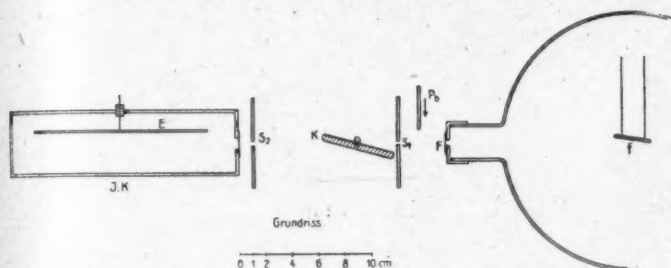
Das *Spektrometer* war ein älteres optisches Teilkreisinstrument vom Halbmesser 8 cm, in 10' geteilt, so daß die Ablesegenauigkeit mit Nonius 1'—2' betrug. Auf dem Fernrohrarm wurde die Ionisationskammer (vgl. Fig. 2, JK) — mittels Hartgummi von ihm isoliert — fest aufmontiert. Sie war ein Aluminiumrohr von 18 cm Länge, 5 cm Durchmesser. Die Rohrenden waren mit einer Aluminiumscheibe verschlossen, von denen die eine einen 5 mm breiten, vertikalen Schlitz zum Eintritt der Strahlen hatte. Dieser Schlitz war durch dünnste Aluminiumblattfolie dauernd verschlossen. 12 mm vor dem Schlitz stand der massive Aluminiumspalt S_2 , dessen beide Backen mit Schrauben fein einstellbar waren. Der Abstand S_2 bis zur Drehachse O war 76 mm.

Der Eintrittsspalt S_1 für die Primärstrahlung war fest montiert auf dem Kollimatorstück des Spektrometers. Er war gleichfalls massiv Aluminium, beide Backen fein einstellbar. Der Abstand von S_1 bis zur Achse betrug nur 2,7 cm. Die Spaltlänge war variierbar durch ein vor dem Spalt verschiebbares Aluminiumblech mit einem keilförmigen Ausschnitt.

Um den Weg der in Luft bereits stark absorbierbaren Strahlung abzukürzen, war der Rohrstutzen mit dem Aluminiumfenster F dicht bis zum Spalt S_1 vorgeschoben.

Zum Abschneiden bzw. plötzlichen Einlassen der Strahlung diente ein dünner Bleischieber Pb , der zwischen Spalt S_1 und Aluminiumfenster mittels Schnurlauf von Hand bedient werden konnte.

Die Ionisation wurde gemessen durch Aufladung einer innerhalb des Ionisationsrohres stehenden Aluminiumelektrode E , die isoliert und elektrostatisch geschützt mit dem Blättchen



(Der Kristall K ist hier nicht in Reflexionsstellung gezeichnet.)

Fig. 2.

eines Wilsonelektrometers verbunden war, während das Ionisationsrohr selbst auf einer konstanten Spannung von 200 Volt gehalten ward, die, wie Versuche zeigten, zur Sättigung ausreichte. Die Elektrode ($13 \times 0,6 \times 0,1$ cm) wurde, wie Figur zeigt, etwas exzentrisch zur Achse des Ionisationsrohres gesetzt, damit die eintretende Strahlung sie nicht treffen konnte. Die Ableitung von der Elektrode ward auf kürzestem Wege innerhalb geknickter Aluminiumröhren bis zu einer Dose geführt, die in der Verlängerung der Spektrometerachse nach unten stand. Hier mündete die Elektrometerzuleitung; somit war eine Drehung des Ionisationsrohres ohne Verschiebung und Kapazitätsänderungen der Zuleitungen ermöglicht. Da das Elektrometer auf dem Tische stehen sollte, mußten Spektrometer und Röntgenrohr 60 cm über dem Tische aufgestellt werden. Zur Erreichung genügender Stabilität in dieser Höhe war der Tisch mit einer großen Marmorplatte belegt. Das Spektrometer stand auf einem festen, schmiedeeisernen

Dreifuß; das Röntgenrohr war mit einigen stark beschwerten Bunsenstativen sorgfältig befestigt, so daß, wie unten nachgewiesen wird, keine nennenswerten Verschiebungen der Strahlungsquelle gegen das Spektrometer eintraten.

Das *Elektrometer* war ein im Institut konstruiertes, hochempfindliches Instrument Wilsonscher Art mit der schiefgestellten Elektrode und einem schmalen Goldblättchen und mit entsprechend geringer Kapazität. Oft war es nötig, bei 200 Volt Hilfsspannung die Empfindlichkeit auf 100 Skalenteile für 1 Volt zu bringen. Das Goldblatt war sehr empfindlich auf Winddruck, so daß an stürmischen Tagen das Arbeiten unmöglich wurde, obwohl ein doppeltes, anscheinend dicht schließendes Gehäuse das Blättchen umgab. Variable Zimmertemperatur bewirkte einen recht störenden Gang des Blättchens trotz obigen Schutzes; durch Weißblechschutz war der deutliche Einfluß der Strahlung des Beobachters genügend herabgemindert.

Die *Hochspannungsbatterie* bildeten 4 Kästen zu 1000 Volt, 5 Kästen zu 650 Volt, eine neue im Institut zusammengestellte Batterie zu 1900 Volt. Zu diesen Batterien vom Bornhäuserischen Typus kamen neu hinzu zwei Kästen zu je 950 Volt von der Klingelfußschen Art. Letztere haben sich bedeutend weniger bewährt als die ersten. Rasches Verdunsten der Säure, Überkriechen des Quecksilbers, geringe Kapazität sind ihre sehr unerfreulichen Übelstände.

Es erwies sich als notwendig, Glühlampenwiderstände (in Summe ca. 80000 Ω) zwischen die einzelnen Kästen einzuschalten (Fig. 1), da ohne solche plötzliche starke Entladungen durch das Rohr gingen, die auf eine *labile Charakteristik* der Entladung hindeuten. Die Isolation der Batterie gegen Erde mußte sorgfältig geschehen, da bei 10000 Volt bereits hörbare Spitzenentladungen in die Luft gehen. Eine *Prüfung der Isolation* in den trockenen Wintermonaten, in denen hauptsächlich gearbeitet wurde, ergab, daß bei isoliertem negativen Pol von 10000 Volt Spannung vom positiven Pol zur Erde durch ein Galvanometer ein Strom von nur $1 \cdot 10^{-5}$ A floß.

Die *Entladung durch das Röntgenrohr* erfolgte meistens mit 2—3 Milliamp. Das Glas zeigte bereits bei 8000 Volt grüne Fluoreszenz. Das Licht war wunderbar ruhig; ebenso

stetig war die Stärke des Entladungsstromes nach anfänglichen kurzen Schwankungen. Ein Telephon im Entladungskreise zeigte kein Geräusch an.

Die Voltmeter.

Anfänglich diente uns ein Braunsch'sches elektrostatisches Voltmeter mit dem Meßbereich bis 10000 Volt. Die Skalenteile entsprachen 500 Volt und ließen wegen ihrer Größe keine sichere Schätzung auf Zehntel zu. Daher wurde mit den von Hartmann & Braun hergestellten elektrostatischen Voltmetern ein Versuch gemacht. Sie sind bequeme, gut gedämpfte Zeigerinstrumente mit scharfem Zeiger und individueller Teilung, die in bestimmten Spannungsintervallen sehr empfindliche Ablesungen zuläßt. Wir benutzten folgende drei Instrumente:

Meßbereich	Wert eines Skalenteiles	Empfindlicher Bereich	Maximale Größe eines Skalenteiles
Voltmeter I 1500— 3000 Volt	50 Volt	2000—2500 Volt	4,5 mm
„ II 3000— 7000 „	100 „	4000—5000 „	3 „
„ III 6000—12000 „	200 „	8000—9000 „	4 „

Bei der Prüfung mit der konstanten Spannung unserer Batterie erwiesen sich die Instrumente zunächst leider als gänzlich ungeeignet für genaue Messungen. Eine Berührung der isolierenden Grundplatte mit der Hand änderte die Zeigereinstellung von Voltmeter III um 100—200 Volt, obwohl seine Hochspannungsklemme dauernd an dem Batteriepol lag, während die andere Klemme ebenso wie der andere Batteriepol geerdet waren. Reproduzierbare Werte waren nicht zu erhalten. Bei dauernder Spannungsschaltung änderten sich die Angaben allmählich um einige Skalenteile. Nach Aussage der Fabrik sind die Instrumente mehr für technische Zwecke gedacht, insbesondere für Wechselspannung.

Die Instrumente zeigten folgende Konstruktion: Senkrecht zu der aus *isolierendem* Stoff hergestellten Grundplatte ist die metallene Spannungsplatte fest montiert. Beide Platten stehen beim Gebrauche senkrecht. Parallel zur Spannungsplatte, in geringem Abstände, hängt die bewegliche geerdete

Platte als Pendel. Dessen Bewegung zur Ladeplatte wird durch einen sinnreichen Mechanismus unter Einschaltung elastischer Kräfte in vergrößertem Maßstabe auf den Zeiger übertragen. Infolge der schlecht isolierenden Substanz der Grundplatte kriecht die hochgespannte Elektrizität über die Platte hin und wirkt so ihrerseits fälschend auf das bewegliche System. Dieser fehlerhaften Konstruktion war leicht abzuhelfen, indem man die isolierende Grundplatte durch eine kräftige metallene ersetzte, die das bewegliche System trug und mit einer metallenen Gesamthülle des Instrumentes geerdet wurde, während die Spannungsplatte durch einen möglichst dünnen Ebonitzylinder von der Grundplatte

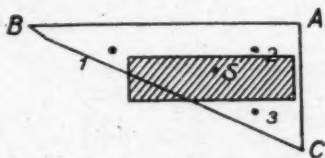


Fig. 2a.

isoliert wurde. Dieser Zylinder war durch ein Loch der Grundplatte geführt; ein Draht durch die Zylinderachse vermittelte die Zuleitung. Ein schmaler Schlitz in der Hülle erlaubte die Zeigerablesung.

Die Zeigereinstellung erwies sich als sehr empfindlich auf Drehung der Instrumente in der Ebene der Pendelbewegung der beweglichen Platte, aber auch auf Drehung in der Ebene senkrecht dazu war die Empfindlichkeit bedeutend. Um eine Justierung des Instrumentes in den beiden Ebenen gesondert vornehmen zu können, war es auf ein horizontales Brett *ABC* montiert, das drei Stellschrauben trug: 1, 2, 3 (vgl. Fig. 2a). Diese bilden ein rechtwinkliges Dreieck mit dem rechten Winkel bei 2. Der Schwerpunkt des Instrumentes (schraffiert) liegt über dem Schwerpunkt *S* des Dreiecks. Die Schwingungsebene des Pendels und des Zeigers läuft in der Richtung 1 2. Mit 1 wird der Zeiger auf den Strich Null der Skala gestellt bei geerdeter Spannungsplatte.

Es ist nun ein Mangel, daß die Zeigerbewegung bei Null gegen eine Änderung der Schraube 1 weniger empfindlich ist als bei den Zeigerstellungen unter Spannung im empfind-

lichen Bereiche der Skala (infolge des Übertragungsmechanismus).

Infolgedessen erhält man bei mehrmaliger Nullpunktjustierung, die ohne merklichen Fehler geschieht, merkliche Änderungen in der Angabe bei den zu messenden Spannungswerten. Diese betragen im höchsten Falle bei Voltmeter III 20 Volt. Dieser Mangel gibt zu Fehlern Anlaß, solange die Instrumente nicht völlig exakt in der Lage bleiben, in der sie geeicht sind, was in längeren Zeiträumen nicht sicher zu stellen war. Ein Kriterium für genaue Lage wäre etwa eine am Instrument feste Wasserwage, deren Index anstatt des Nullpunktes zu verwenden wäre; diese sowie Spiegelablesung des beweglichen Systems konnte leider vorerst nicht angebracht werden.

Die zweite, weniger empfindliche Justierung des Instrumentes betrifft seine Einstellung senkrecht zur Ebene der Pendelschwingung, die mit der Schraube 3 bewirkt wird. Am richtigsten wäre es, die Drehachse des Pendelkörpers horizontal zu stellen. Wir haben statt dessen mit Hilfe eines Senkels die Grundplatte vertikal gestellt. Evidentlich geschehen mit der gezeichneten Dreiecksstellung der Schrauben die zwei Justierungen unabhängig voneinander. Da Schraube 2 nicht geändert wird, kann statt dieser Schraube eine einfache Spitze dienen.

Die Aufstellung der Voltmeter geschah während der Versuche und Eichungen auf einer Marmorplatte.

Die Prüfung der Voltmeter mit der konstanten und leicht variierbaren Spannung der Batterie ergab:

1. Völlige Freiheit von den Störungen vor der Umkonstruktion, insbesondere auf $\frac{1}{10}$ Skalenteil genaue Reproduzierbarkeit der Angabe nach wiederholter raschen Erdung und Einschaltung der gleichen Spannung.

2. Bei zyklischer Spannungsänderung keine hysteresisähnliche Erscheinung bei Voltmeter III, die $\frac{1}{10}$ Skalenteil überschritte. Dieser Betrag schien aber vorhanden.

3. Nach mehrstündiger Verbindung mit der konstanten Spannung keine merkliche Änderung der Angabe im empfindlichen Skalenintervall.

4. Der Zeiger von Voltmeter III bzw. I reagierte auf Spannungsänderung von 10 Volt bzw. 1 Volt noch eben merklich.

5. Im Laufe längerer Zeit zeigten Voltmeter I und III eine geringe, aber merkliche im gleichen Sinne liegende Änderung ihrer Angaben. Voltmeter II erlitt beträchtlichere Änderungen (wohl infolge des Übertragungsmechanismus des Zeigers), so daß es zu sehr präzisen Messungen untauglich war.

Die *Eichung der Voltmeter* geschah unter Voraussetzung der Gültigkeit des Satzes, daß sich elektrostatisch gemessene Teilspannungen von Batterien in Reihenschaltung in praxi addieren. Die Ausgangsspannung bildete eine Batterie von 51 Westonnormalelementen. Mit dieser wurden nach dem Kompensationsverfahren 4 Hilfsakkumulatorenbatterien zu 52 Volt verglichen. Ihre Summe in Serie = ca. 200 Volt diente hierauf zur Eichung von weiteren Batterien zu 200 Volt, 5 bzw. 3 der letzteren in Serie ergaben nunmehr die Spannung von 1000 bzw. 600 Volt der einzelnen selbständigen Batteriekästen. Kästen angenähert gleicher Spannung werden schließlich mit einander verglichen. Durch Benutzung genügend großer Widerstände, einiger Hilfsakkumulatoren zu 2 Volt und eines empfindlichen Galvanometers bleiben die bei der Abgleichung der Spannung entstehenden Ströme so klein, daß keine Spannungsänderung der Batterien eintrat.

Durch mehrfache Art der Zusammensetzung der Teilspannungen zu der Eichspannung gewinnt man Kontrollen der Sicherheit der Methode. Größere Genauigkeit der Eichwerte erreicht man, wenn man durch feinere Schaltung die Batteriespannung herstellt, die den Zeiger genau auf einen Strich oder auf die Mitte zwischen zwei Strichen der Skala bringt. Eine¹⁾ der Bornhäuserschen Batterien von 650 Volt, die sich durch besonders zuverlässigen Schaltmechanismus auszeichnete, wurde als die einzige zu der Variation kleiner Spannungswerte benutzt. Sämtliche anderen Batterien wurden nur entweder in Serien- oder in Parallelschaltung verwendet, was mit einem Handgriff bewirkt wird.

Die beschriebene Methode der Spannungseichung arbeitet nicht so rasch, als es wünschenswert ist zur Kontrolle der Konstanz der Batteriespannungen selbst. Deshalb wurde später folgendermaßen verfahren.

1) Für ihre freundliche Überlassung aus dem Nachbarinstitut bin ich Hrn. Prof. Sommerfeld zu Dank verpflichtet.

10 Gruppen von je 50 Zellen einer besonders zuverlässigen Batterie, d. i., abgesehen von ihrem tadellosen äußeren Zustande, eine solche, deren einzelne Gruppen eine Woche nach der Ladung angenähert gleiche Spannung zeigen ($105 \pm 0,5$ Volt) werden längere Zeit parallelgeschaltet. Der hierdurch bewirkte Spannungsausgleich hält auf Stunden vor, sodaß die Unterschiede der Gruppen $< 0,1$ Volt bleiben. Die Spannung in Parallelschaltung von ca. 105 Volt wird mit einem empfindlichen Hartmann & Braunschen galvanischen Voltmeter auf $\frac{1}{10}$ Volt gemessen. Der große innere Widerstand dieses Voltmeters = 12500Ω und die Parallelschaltung bewirken, daß durch eine Zelle ein Strom von nur 0,8 Milliamp. fließt, der die Spannung nicht merklich beeinflußt. Dies wurde noch besonders konstatiert mit einem elektrostatischen Multizellulervoltmeter, das $\frac{1}{10}$ Volt ablesen ließ.

Nun wird durch Serienschaltung der 10 Gruppen Voltmeter I in seinem empfindlichen Intervall von 1800—2300 Volt geeicht (vgl. Fig. 4). Man erreicht hierbei eine Genauigkeit von 5 Volt.

Schließlich wird die Gesamtspannung aller Batterien in Teilspannungen von ca. 2000 Volt zerlegt und diese mit Voltmeter I *rasch* nacheinander bestimmt, indem alle Abzweigungen an einem Schalttisch zusammenlaufen. Die zyklische Messung der Teilspannungen beanspruchte nicht mehr als zwei Minuten. Zwischenwerte zwischen den Stufen von 2000 Volt ergab die Verwendung einer Batterie, deren einzelne Spannungswerte eigens mit dem Voltmeter I bzw. dem galvanischen Voltmeter von Hartmann & Braun bestimmt waren.

Die Angabe des zugrundeliegenden galvanischen Voltmeters in dem benutzten Skalenteil wurde mit Normalelementen folgendermaßen kontrolliert. Zwei Akkumulatorenbatterien *a* und *b* von je 52 Volt waren in Serie geschaltet und blieben durch das Voltmeter geschlossen. Nach einiger Zeit wurde ihre Klemmspannung, die gegen die offene Spannung um ca. 0,3 Volt durch den Voltmeterstrom absank, konstant. Nunmehr werden die Klemmspannungen von *a* und *b* rasch nacheinander mit Hilfe von ca. 51 Normalelementen in Serie und einer variablen kleinen Hilfsspannung (mit Normalspannung geeichter Akkumulatoren) durch Kompensation gemessen.

Bei zwei Versuchen mit den Temperaturen 15°C und 20°C wurde als Korrektur der Angaben erhalten: $-0,35$ bzw. $-0,43$ Volt. Das Voltmeter wurde natürlich in der Lage bei der Eichung verwendet.

Daß die hier geübte *Addition der Teilspannungen* zulässig ist, wurde folgendermaßen festgestellt. Die Spannung einer Batterie von ca. 2000 Volt wurde an das Voltmeter I gelegt, wobei natürlich die Zeigerstellung ungeändert blieb, ob der positive oder negative Pol mit der Spannungs-klemme des Voltmeters verbunden war. Wurde darauf ein Pol dieser 2000-Volt-Batterie durch Serienverbindung mit den übrigen Batterien auf 8000 Volt gegen Erde geladen, so blieb die Zeigerstellung vollkommen genau erhalten. — Auch ein merkbarer Einfluß des geerdeten Beobachters auf den (Glas-) Zeiger, der mit dem auf 8000 Volt geladenen beweglichen System verbunden ist, war bei Annäherung der Hand nicht vorhanden.

Es schien nicht überflüssig, weiter festzustellen, ob die geschilderte Art der *Eichung* zu denselben Resultaten führt, während die Batterien einen konstanten Strom (durch das Röntgenrohr) liefern. Es war möglich, daß unter den vielen tausenden von Kontakten einige mangelhafte unter Strom durch Funken- bzw. Bogenübergang verbessert, jedenfalls verändert würden. Bei dem Versuche unter Strom sanken natürlich, den inneren und den hinzugeschalteten äußeren Glühlampenwiderständen sowie der Stromstärke entsprechend, die Klemmspannungen gegenüber dem stromlosen Zustande. Ihre Summe dagegen ergab für die gleiche Zeigerstellung am Voltmeter III genau den gleichen Wert wie bei der Eichung ohne Strom. Dieser günstige Befund ergab sich bei verschiedener, jedesmal auf ca. einige Promille konstant gehaltener Stromstärke; vgl. die Eichpunkte auf der Kurve 3, Voltmeter III, denen die benutzte Stromstärke in M.A. beigeschrieben ist.

Die Resultate der Eichung geben die Diagramme Figg. 3 und 4.

Die mit der Zeit fortschreitende Änderung der Angaben der Voltmeter ist nach den Ergebnissen als sichergestellt anzusehen. Bei Voltmeter I ist die Änderung deutlich gleichmäßig fortschreitend, bei Voltmeter III scheint sie in den höheren Werten verzögert fortzuschreiten; doch unterscheidet sich der zeitliche Gang von einem gleichförmigen kaum mehr

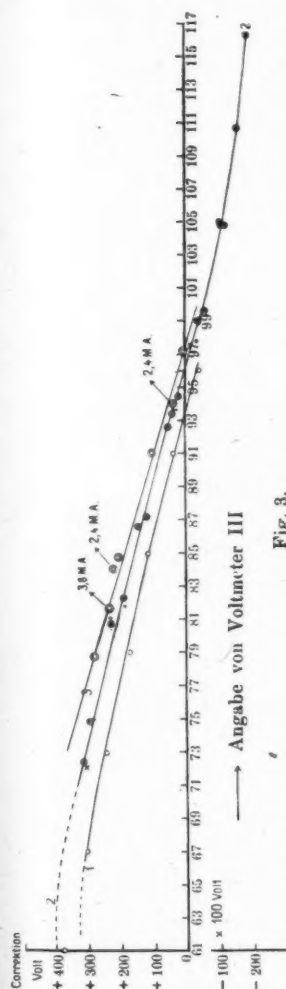


Fig. 3.

Kurve 1 Eichung vom 28. I. 1917 ○
 " 2 " " 13. VI. 1917 •
 " 3 " " 30. I. 1918 ⊙

und 19. VIII. 1917 ⊗

Korrektur

Volt

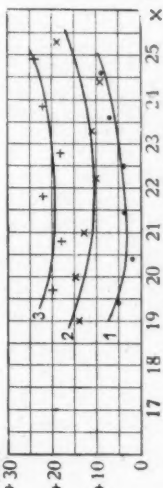


Fig. 4.

Kurve 1 Eichung vom 17. III. 1917 •
 " 2 " " 19. VIII. 1917 ×
 " 3 " " 17. I. 1918 +

als im Fehlerbereiche der Messungen liegt. Der relative Fehler beträgt bei Voltmeter III bzw. I ± 20 Volt bzw. ± 3 Volt.

Der absolute Fehler ist höher; ich schätze ihn auf ± 30 Volt bei Voltmeter III und ± 5 Volt bei Voltmeter I.

Messung des Reflexionswinkels φ .

Folgende 3 Operationen in der angegebenen Folge führen zur Messung von φ .

1. Der einfallende Primärstrahl wird durch den verschiebbaren Eintrittsspalt S_1 (vgl. Fig. 2) als schmales Bündel so gerichtet, daß er genau durch die Drehachse O des Spektrometers geht.

2. Der Spalt S_2 der Ionisationskammer wird durch Drehung der Kammer am Teilkreise in die „Fluchtstellung“ gebracht, d. i. diejenige Stellung, bei der das justierte Primärbündel mit maximaler Intensität vom Spalt S_2 aufgenommen wird. Fig. 2 zeigt diese Fluchtstellung.

3. Ist der Reflexionswinkel φ erwünscht, so wird der Spalt S_2 aus der Flucht um 2φ gedreht; hierauf wird I der Kristall K mit der reflektierenden Fläche in die Achse gebracht und II so weit gedreht, bis in den Spalt S_2 die maximale *reflektierte* Intensität eintritt: „Reflexionsstellung von Kristall bzw. Ionisationskammer“.

Kommt es nicht darauf an, mit einem *genau* vorher bestimmten Winkel φ zu arbeiten, so wird der Kristall ungefähr in die gewünschte Stellung gedreht, fixiert und mit S_2 das sich ergebende Reflexionsmaximum abgesucht, aus dem wieder 2φ folgt. Eine solche Durchquerung des festen Reflexionsbündels beansprucht den doppelten Winkel, verglichen mit der erst geschilderten Kristalldrehung, bei der das reflektierte Bündel über den festen Spalt S_2 hinwegstreicht, ist also doppelt so empfindlich und wurde zuletzt hier allein angewandt.

Ausführung der Justierung I.

Vor der Justierung des Strahlenganges wurden die Spalte S_1 und S_2 sowie die Antikathodenebene nach Augenmaß parallel der Drehachse gestellt, ferner die Spaltmitten und der Fokus f in eine Ebene senkrecht zur Achse gebracht.

Um S_1 exakt in die Linie fO zu bringen, wurde die Achse materiell durch eine feine Stahlnadel kenntlich gemacht. Sie war als axiale Verlängerung auf eine Messinghülse aufgelötet, die stramm auf den stählernen Achsenzapfen paßte. Bei der Drehung des letzteren ergab sich eine Exzentrizität der Nadel von ca. 0,4 mm. Die Verbindungslinie Fokus—Nadel wird im Falle der Exzentrizität dann durch die Achse gehen, wenn

die Nadel auf ihrem Exzentrizitätskreise genügend genau auf die maximale bzw. minimale Entfernung vom Fokus eingestellt wird. Dies gelingt mit Schärfe durch Beobachtung des Nadelschattens auf einem Papier bei Beleuchtung in der Richtung senkrecht zu fO durch einen fernen Nernststift. Man läßt den Nadelschatten sich gegen einen scharfen, auf dem Papier ihm parallel gezogenen schwarzen Strich bewegen, so daß ein sehr kleiner (ca. 0,1 mm) heller Zwischenraum zwischen Schatten und Strich übrig bleibt. Mit Lupe ist auf diese Weise der Umkehrpunkt der Nadel auf ca. 0,05 mm genau zu ermitteln. Im Mittel erreichte man für den Umkehrpunkt eine Übereinstimmung auf $\pm 10^\circ$ bei der Drehung am Teilkreis. Innerhalb dieser Einstellungsgrenzen der Nadel bleibt die Achsenabweichung der Verbindungslinie Fokus—Nadel $\leq 0,05$ mm nach einfacher Rechnung.

Der Einfluß einer solchen kleinen Achsenabweichung des zentralen Primärstrahles auf die Bestimmung von φ ergibt sich aus Fig. 5. Sei FO der durch die Achse O gehende, FCA der um a neben der Achse vorbeigehende Strahl. KCO ist die reflektierende Fläche, φ der Reflexionswinkel, CB der reflektierte Strahl. $OA = OB = R$ ist der Abstand von der Achse zum Spalt S_2 . Man sieht, daß statt des gesuchten Winkels 2φ bei der S_2 -Drehung der Winkel $BOA = 2a$ gemessen wird, wobei gilt: $a = \varphi + \varepsilon$ und $\varepsilon = \frac{a}{R}$. Nehmen wir $a = 0,05$ mm, so wird mit $OA = R = 75$ mm $\varepsilon = 2\frac{1}{2}'$; das gibt einen Fehler für φ (als 10° angenommen) von ca. $\frac{1}{2}$ Proz.

Die Einstellung von S_1 in die Richtung Fokus—Nadel (Achse) geschieht durch Beobachtung des Nadelschattens im Röntgenlichte auf einem Fluoreszenzschirm. Zur Vergrößerung der Schattenbilder wurde der Schirm schräg gegen die Strahlen gestellt und mit der Lupe beobachtet. Beide Spalt-

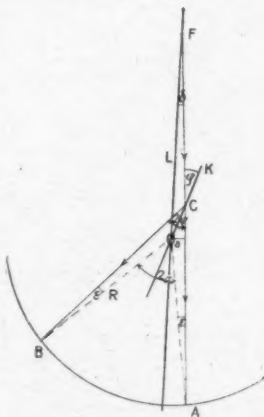


Fig. 5.

hälften werden mit ihren Schrauben so eingestellt, daß ein schwacher Lichtsaum zu beiden Seiten des Nadelschattens übrigbleibt. Mit der einen Spaltbackenverschiebung wird auf Gleichheit der Helligkeit (nicht der Breite!) der Säume eingestellt. Je schmaler die Säume, desto empfindlicher diese Einstellung; doch setzt die Abnahme der Helligkeit eine Grenze. Verdunkelung der gesamten Röntgenröhre war daher geboten.

Die Übereinstimmung der Einstellungen ist überraschend gut; sie betrug 0,03 mm. Die Spaltmitte ist doppelt so genau definiert.

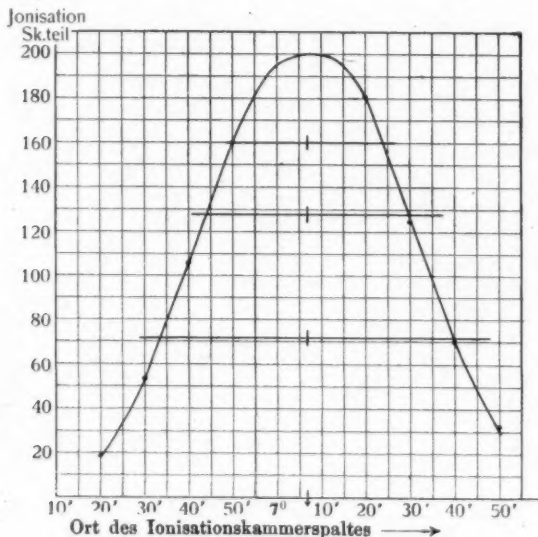


Fig. 6.

Mit dieser empfindlichen Anordnung wurde die Unabhängigkeit der Lage des Fokus auf der Antikathode von den Entladungsbedingungen geprüft; sie erwies sich als eine vollkommene.

Ausführung 2.

Die „Fluchtstellung“ von S_2 wurde auf zwei Wegen gefunden: mittels der Ionisierungskurve und auf optische Weise.

Im ersten Falle wird S_2 durch das nach Ausführung 1) justierte Primärbündel nach Wegnahme der Nadel in Schritten

von $10'$ hindurchgedreht und die entsprechenden Ionisationen gemessen unter Konstanz von Entladungspotential und -strom. Meistens mußte die starke Intensität der Primärstrahlung durch Aluminiumfilter genügend geschwächt werden. Figg. 6 und 7 zeigen einige so erhaltene typische Ionisationskurven. Ihr Verlauf war vollkommen symmetrisch: Legt man bei verschiedenen Ordinatenwerten horizontale Querschnitte durch

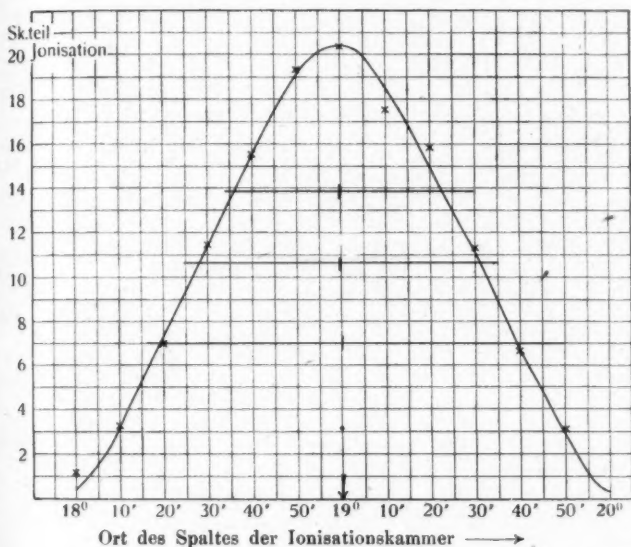


Fig. 7.

die Kurven, so liegen die Mitten des von der Kurve begrenzten Teiles in dem Spielraume von nur 1—2 Bogenminuten. Somit ist der Ort der Flucht auf 1—2 Minuten genau meßbar.

Es wurde geprüft, wie die Form der Ionisationskurve („Fluchtkurve“), d. i. die Intensitätsverteilung im Primärbündel, vom Strahlengange, d. h. von den Spaltweiten s_1 und s_2 und der Fokusgröße f , abhängt.

Nimmt man vorerst $f = 0$ an, so folgt für die größte Breite B der Fluchtkurve mit $s_1 = 0,88$ mm, $s_2 = 1,34$ mm. $B = 114'$, während beobachtet wird $B = \text{ca. } 130'$.

Andere Fluchtkurven ergaben ähnliche Unterschiede zwischen beobachteten und berechneten Breiten. Bei hohem Gasdrucke waren die Unterschiede größer. Ohne Zweifel sind diese begründet in der Größe der kreisförmigen Fokus. Man berechnet aus der Fokusgröße und der Stellung der Antikathodenebene gegen den untersuchten Strahl, daß der Fokus vom Spalt S_1 aus erscheint wie eine am Orte des Fokus befindliche Ellipse, von ca. 0,5 mm Breite der kleinen Achse, bei ca. 8 mm Höhe der großen Achse. Diese Maße sind in guter Übereinstimmung mit den erwähnten Unterschieden in B .

Wählt man eine der Spaltweiten relativ sehr verschieden von der anderen, so erhält man, wie zu erwarten ist, Fluchtkurven mit flachem Maximum, das schließlich in ein horizontales Stück ausartet. Trotzdem konnte auch bei solchen die Symmetrielinie mit der alten Genauigkeit erhalten werden.

Die große Winkelausdehnung B von ca. 2° in der Fluchtkurve ist natürlich nicht als das Maß der Divergenz $\Delta\varphi$ im eintretenden Primärbündel anzusehen. B wird selbst im Falle $\Delta\varphi = 0$, entsprechend der Weite s_2 des Spaltes S_2 , groß bleiben. Ist f die kleine Achse der Fokusellipse, D der Abstand vom Fokus bis S_1 , s_1 die Spaltweite von S_1 , so wird

$$\Delta\varphi = \frac{s_1 + f}{D} = 25',$$

wenn $s_1 = 1$ mm, $f = \frac{1}{2}$ mm, $D = 180$ mm gesetzt wird. Mit einer Divergenz von solcher Größenordnung wurde in unseren Versuchen durchschnittlich gearbeitet.

Schneller und nur wenig ungenauer als die Ionisierungskurve führte die *optische Methode* zur Ermittlung der Fluchstellung von S_2 ; sie wurde jedoch selten angewendet.

Ehe die nach Ausführung 1) justierte Nadel entfernt wird, leitet man mit einem kleinen Spiegel vor S_1 das schmale Lichtbündel eines Nernststiftes durch S_1 und die Nadel (Achse). Nach Entfernung der Nadel stellt man die Spaltränder von S_2 symmetrisch zum Lichtbündel, was genau erkannt wird, wenn man den Lichtstrahl auf einem Papier auffängt, das in halber Spalthöhe quer vor dem Spalt liegt. Selbst nach neuen Nadeljustierungen auf Grund von 1) war eine Übereinstimmung der S_2 -Lagen von $4'$ vorhanden.

Ein Übelstand des Spektrometers war es, daß nur ein Teilkreis vorhanden war, so daß bei der Drehung des Kristalls und der Ionisationskammer nur relative Drehungen beider abzulesen waren, wodurch die Bestimmung der Winkelstellungen gegen den Primärstrahl umständlich wurde und sehr erhöhte Aufmerksamkeit beanspruchte. Zur Sicherung war eine Einrichtung getroffen zur Messung der Fluchtstellung der Ionisierungskammer mit Spiegel, Skala und Lichtzeiger. Die Konstanz der Fluchtstellung und damit die Stabilität der ganzen Anordnung wird durch folgende Ablesungen des Lichtzeigers beleuchtet:

10. I.	42,4 cm	Skala	
31. I.	41,8	" "	1,6 cm der Skala entsprechen
15. II.	42,8	" "	10' Drehung der Ionisations-
28. II.	42,8	" "	kammer
10. III.	42,8	" "	
4. IV.	42,8	" "	

Ausführung 3.

I. Die *Kristalljustierung*. — Benutzt wurde der in diesen Annalen (49. p. 625. 1916) beschriebene trübe Sylvinkristall wegen seiner großen und vorzüglichen Spaltfläche. Seine Höhe in der Richtung der Achse betrug 2,5 cm, seine Länge 3,5 cm, seine Dicke 0,2 cm. Die Spaltfläche wurde auf die in diesen Annalen (l. c. p. 631) beschriebene optische Weise in die Drehachse gebracht (Lykopodiumbestäubung der Fläche). Nach den dortigen Erfahrungen bleibt hierbei die Abweichung von der Drehachse $< 0,1$ mm und wird ca. 0,05 mm. Da wir es in dieser Untersuchung mit weichen Strahlen zu tun haben, so wird um so eher die äußere, optisch eingestellte Spaltfläche mit der die X-Strahlen reflektierenden Schicht zusammenfallen. Den Einfluß einer Achsenabweichung auf die φ -Messung zeigt Fig. 8: XAC ist der Reflexionsweg der Strahlung am Kristall KA , $\sphericalangle XAK = \varphi$. O ist die Drehachse, $CO = BO = R = 75$ mm ist der Abstand des Spaltes S_2 von der Achse.



Fig. 8.

a ist die Achsenabweichung. 2φ wird gesucht, $2a = \sphericalangle COA$ wird gemessen; es gilt: $2\varphi = 2a + \delta$.

Ferner:

$$\frac{m}{R} = \sin \delta,$$

worin $m = OA \cdot \sin 2a$ und

$$OA = \frac{a}{\sin \varphi}.$$

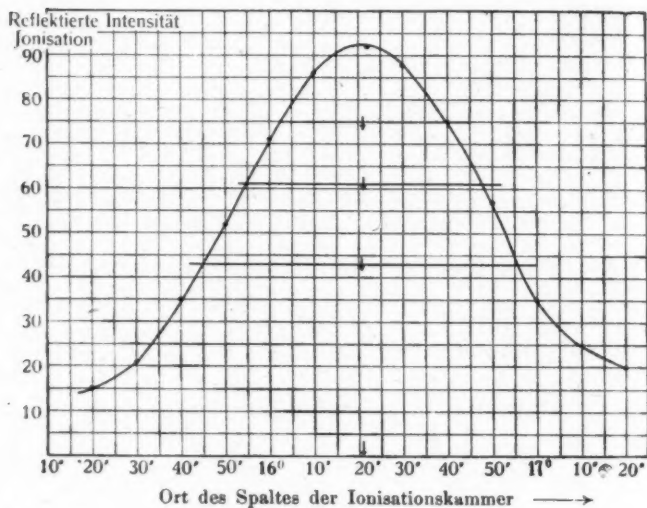


Fig. 9.

Also wird:

$$\sin \delta = \frac{2a \cos \varphi}{R}$$

mit erlaubten Approximationen.

Wird $a = 0,05$ mm angenommen, so folgt mit $R = 75$ mm für $\delta = 6'$ (fast unabhängig von φ in dem untersuchten Bereiche von φ). Der Fehler in der Bestimmung von φ wird hiernach höchstens

$$\frac{\delta}{2} = 3'.$$

II. Beobachtung der reflektierten Intensität. In den Figg. 9 und 10 sind einige Kurven der Intensitätsverteilung im Re-

flexionsbündel mitgeteilt, wie sie nach dem auf p. 418 (Absatz 3) geschilderten Verfahren gewonnen wurden. Im Versuche Fig. 10 wurde der Kristall schrittweise gedreht, während der Spalt S_2 feststand. Bei Versuch Fig. 9 blieben umgekehrt Kristall und Reflexionsbündel fest im Raume und die Ionisationskammer wurde gedreht. Der Intensitätsverlauf im reflektierten Bündel zeigte sich, wie beim primären, vollkommen symmetrisch, auch auf der Kurve Fig. 10, wo das

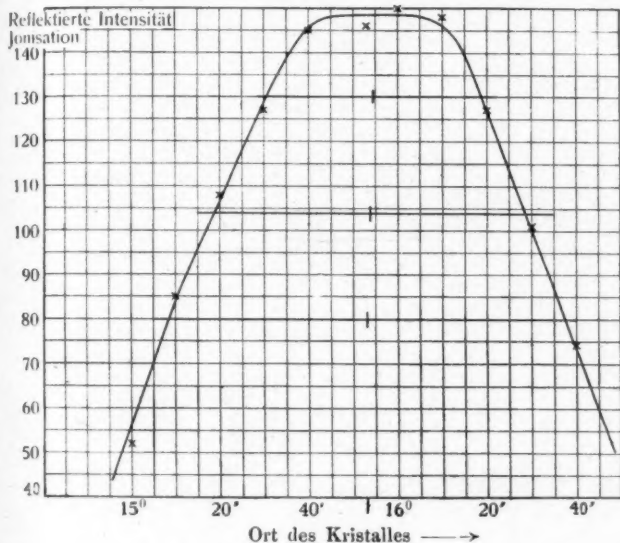


Fig. 10.

Maximum horizontal verläuft infolge eines relativ zu S_1 sehr weiten Spaltes S_2 ($s_1 = 1,02$ mm, $s_2 = 2,4$ mm). Die Symmetrielinie, die den Ort des Reflexionsmaximums liefert, ist gleichwohl auf 1–2 Minuten scharf definiert. Die reflektierte Intensität auf Figg. 9 u. 10 ist als Blättchenbewegung in Zehntel Skalenteilen pro min. erhalten unter Konstanz von Entladungspotential und Strom.

Eine bemerkenswerte Voraussetzung für die Richtigkeit unserer, p. 418 Absatz 3, erörterten Art der Messung von φ

ist, daß das Maximum im reflektierten Bündel seinem Zentralstrahl zukommt, der vom Fokus genau nach der Achse gerichtet ist. Diese Voraussetzung ist erfüllt, solange die Intensitätsverteilung in dem kleinen Spektralbereich $\Delta\lambda$ bzw. $\Delta\varphi$ merklich konstant ist, der in der betreffenden Reflexionsstellung zur Geltung kommt. Ist aber das Versuchspotential, bei dem das Reflexionsmaximum gesucht wird, nur wenig größer als das Minimumpotential V_0 , so liegt der schroffe Intensitätsanstieg im Spektrum gerade in dem untersuchten Reflexionsbereiche $\Delta\varphi$. Das Maximum im reflektierten Bündel

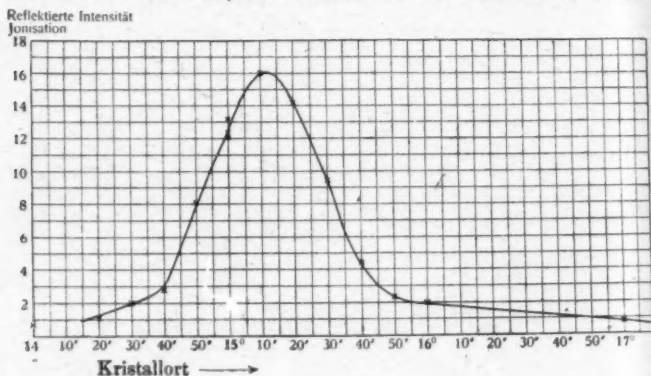


Fig. 11.

ist dann gegenüber seinem geometrischen Zentralstrahl nach größeren φ - bzw. λ -Werten verschoben. Zur Vermeidung dieses Fehlers muß das Versuchspotential genügend über dem Minimumpotential liegen. Will man ein Minimumpotential in der Nähe der höchsten verfügbaren Spannung untersuchen, so findet man die einwandfreie Reflexionsstellung, indem man auf eine bei größerem Winkel φ bestimmte Stellung mittels des Reflexionsgesetzes zurückgeht.

Die *Kristallfehler* machten sich in unseren Versuchen durch folgende Erscheinungen bemerkbar.

1. Bei genügend engem Spalt S_2 zeigte sich eine merklich unsymmetrische Intensitätsverteilung im reflektierten Bündel.

2. Verfolgt man (vgl. Fig. 11) die Reflexionsintensität in größere Entfernung vom Maximum, so erhält man merk-

liche Intensitäten noch da, wo auf Grund des Strahlenganges bei einem vollkommen ebenen Spiegel keine Intensität mehr zu erwarten ist.

3. Würde der Kristall wie ein vollkommen ebener Spiegel reflektieren, so müßte im Falle des kontinuierlichen Spektrums die Intensitätsverteilung im Primärbündel mit der im reflektierten Bündel (bei genügend engem Spektralbereich) übereinstimmen.¹⁾

Auf Fig. 12 ist dieser Vergleich so ausgeführt, daß die Maxima der Kurven auf gleiche Höhe gebracht sind.

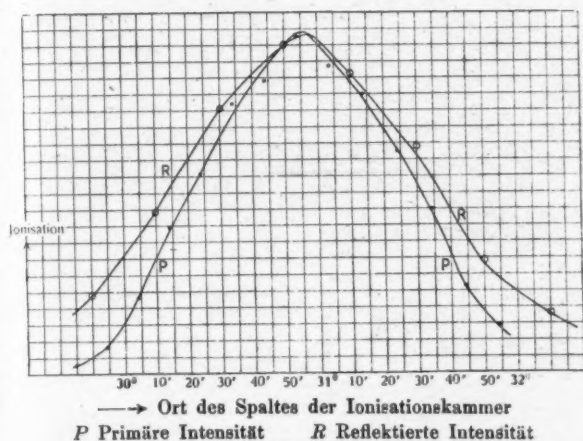


Fig. 12.

R sind die Ionisationskurven beim Durchqueren des Primär- bzw. des Reflexionsbündels. Es sind nur solche Kurven verglichen (und vergleichbar), bei denen angenähert gleiche Fokusgröße (gleicher Gasdruck und gleiche Entladungsbedingungen) bestand.

Man bemerkt in dem reflektierten Bündel durchgehend eine breitere Intensitätsverteilung als in dem primären.

1) Dies gilt unter der Voraussetzung, daß die reflektierende Ebene parallel der Drehachse und den beiden Spalten S_1 und S_2 justiert ist. Justierungsfehler lassen das reflektierte Bündel breiter erscheinen; doch waren solche Fehler hier nach Möglichkeit vermieden.

Die Differenz beider Kurven in der Richtung der Abszisse gibt ein ungefähres Maß für die durch die Kristallfehler bewirkte Diffusion des Bündels. Dadurch wird die bereits im Strahlenverlaufe des eintretenden Primärbündels vorhandene Divergenz $\Delta\varphi$ beträchtlich vergrößert. Es hat hier nach keinen Zweck, diese Divergenz $\Delta\varphi$ durch Verengerung von S_1 erheblich zu verkleinern, ganz abgesehen von der unliebsamen Intensitätsverringern, die dadurch entsteht.

Alle möglichen Wirkungen von Kristallfehlern im einzelnen abzuschätzen wäre schwierig; wir wollen es hier unterlassen, da ihr Einfluß bei den eigentlichen Versuchen experimentell hervortritt. Nur folgender Fall sei erwähnt. Würde der Kristall, z. B. da, wo ihn der axiale (zentrale) Strahl inmitten des einfallenden Bündels trifft durch Strukturmängel schwach reflektieren im Vergleich zu einem einseitig exzentrisch liegenden beleuchteten Bereiche, so würde dies einem Justierungsfehler des einfallenden Bündels gegen die Achse gleichkommen und den oben berechneten Einfluß auf die Bestimmung von φ haben.

Einigermaßen ausgeglichen wird die Wirkung der Strukturmängel in unserer Anordnung durch die summarische Intensitätsmessung der Reflexion in der Ionisationskammer, die sich über einen in der Achsenrichtung bzw. Spaltrichtung beträchtlich *ausgedehnten Kristallbereich* erstreckt. Die Methode der stetigen Kristalldrehung oder -schiebung in der reflektierenden Ebene würde die Wirkung der Kristallmängel noch mehr vermindern.

Der Umstand, daß der *Strahlengang* infolge der Längsausdehnung der Spalte und des Fokus *nicht allein in der* (horizontalen) *Einfallebene* verläuft, sondern zum Teil schief aus ihr heraustritt, bewirkt, daß Reflexionswinkel zustande kamen, die im äußersten Falle 2' kleiner sind als der Winkel φ der Zentralstrahlen in der Einfallebene. Dieser Einfluß ist also zu vernachlässigen.

Ziehen wir alle oben erörterten Fehlerquellen bei der Bestimmung von φ in Betracht, so werden wir mit einem Fehler von ca. 3'—4' zu rechnen haben. Das bedeutet z. B. bei dem kleinsten Wert $\varphi = 10^\circ$ einen prozentischen Fehler von ca. $\frac{1}{2}$ Proz.

Eine Prüfung der Zuverlässigkeit unserer Winkelbestimmungen bot uns die Anwendung des Reflexionsgesetzes.

In der folgenden Tabelle bedeutet $2\Delta\varphi$ den Winkel zwischen zwei Reflexionsstellungen der Ionisationskammer. $\Delta\varphi_{\text{beob.}}$ gibt den dazu gehörenden Drehwinkel des Kristalls.

$2\Delta\varphi$	$\Delta\varphi$	$\Delta\varphi_{\text{beob.}}$
$26^{\circ} 44'$	$13^{\circ} 22'$	$13^{\circ} 24'$
$28^{\circ} 26'$	$14^{\circ} 13'$	$14^{\circ} 12'$
$3^{\circ} 0'$	$1^{\circ} 30'$	$1^{\circ} 28'$
$1^{\circ} 0'$	$30'$	$27'$

Da ein Winkel aus der Differenz zweier abgelesenen Stellungen (mit dem Schätzungsfehler von $1'-2'$) hervorgeht, so ist die Erfüllung des Reflexionsgesetzes sehr befriedigend.

Ein Kriterium für die Richtigkeit der absoluten φ -Werte lieferte uns die Messung des Winkels des Absorptionssprunges der K -Serie des Nickels in erster und zweiter Ordnung. Es ergab sich: $\varphi_1 = 13^{\circ} 34'$ und $\varphi_{II} = 28^{\circ} 0'$. Aus φ_1 bzw. φ_{II} und der Gitterkonstante des Sylvins folgt die Wellenlänge des Absorptionssprunges $\lambda_A = 1,473 \text{ \AA}$. bzw. $1,474 \text{ \AA}$. Die gute Übereinstimmung beider Werte zeigt die Genauigkeit mit der sich hier das Interferenzgesetz verschiedener Ordnungen $\sin \varphi_{II} = 2 \sin \varphi_1$ erfüllt erwies. Ferner ist der gefundene absolute Betrag $1,473 \text{ \AA}$ in genügender Übereinstimmung mit dem Werte $1,482 \text{ \AA}$, den ich aus einer photographischen Aufnahme des Absorptionsspektrums des Nickels ableitete, wobei die Wellenlängen an die Siegbahnschen Werte der K -Linien des Kupfers angeschlossen sind, die auf dem Spektrum zugleich erhalten waren. Aus $1,473$ bzw. $1,482 \text{ \AA}$ folgen $\varphi_1 = 13^{\circ} 35'$ bzw. $13^{\circ} 39'$. Die asymmetrische Intensitätsverteilung im Absorptionssprung ist wahrscheinlich die Ursache dafür, daß die Übereinstimmung dieser Werte nicht noch vollständiger ist. Die folgenden Beobachtungen an Spektrallinien weisen darauf hin.

Nach Einführung einer Kupferantikathode wurde zur schärferen Kontrolle unserer absoluten φ -Werte der Reflexionswinkel der Kupfer- $K\alpha$ -Linien (ihr Schwerpunkt) gemessen. Wir fanden: $\varphi = 14^{\circ} 11'$ (an Sylvin) vgl. weiter unten, Nach

den Siegbahn'schen Wellenlängenangaben folgt exakt der gleiche Wert: $\varphi = 14^{\circ} 11'$.

Da nach Einführung der Kupferantikathode die Kristalljustierung ungeändert blieb, so beweist die gute Übereinstimmung, daß diese Justierung ohne wesentlichen Fehler geschah und daß die *Ungenauigkeit unserer φ -Messung sich nur auf wenige Bogenminuten beläuft*.

Beobachtung der Isochromaten.

(Pt-Antikathode.)

Die Isochromate stellt die Abhängigkeit (nahezu) monochromatischer Strahlungsintensität von dem Potential der erzeugenden Kathodenstrahlen dar.

Der Gang eines Versuches gestaltet sich sehr einfach. Nachdem der Kristall bzw. der Spalt S_2 der Ionisationskammer so eingestellt sind, daß das Maximum der reflektierten Intensität genau durch S_2 eintritt, wird das Potential schrittweise geändert und die Ionisation gemessen.

Die Potentialstufen betragen meistens ca. 105 Volt, bei genaueren Messungen ca. 52 Volt, wie sie mit einem Handgriff an der neueren Bornhäuserbatterie einschaltbar sind.

Der Entladungsstrom wurde nicht nur während eines Versuches mit konstanter Spannung streng konstant gehalten, sondern überhaupt bei allen Potentialstufen. Durch Feinregulierung des Vakuums von geübter Hand mit der Gaedepumpe konnte der Galvanometerzeiger eines Präzisionsinstrumentes von Hartmann & Braun bei 50—90 Skalenteilen Ausschlag fest auf einem Skalenteilstrich gehalten werden.

Die Spannungsänderung geschah meistens in abnehmendem Sinne, um fast ohne Zeitverlust die Stromkonstanz zu erreichen. Denn die Undichtigkeit des Röntgenrohres bewirkte zwischen zwei Potentialstufen eine fast ebenso große Zunahme des Stromes wie die Abnahme war durch die Verminderung der Spannung.

Die Akkumulatorenspannung variierte während der Dauer einer Ionisationsmessung von 1—2 Minuten nicht merklich, wie an den Hochspannungsvoltmetern zu messen war, d. h. nicht um 10 Volt bei Entladungsströmen von ca. 2 Milliamp. Erst nach einer ca. 1 Stunde dauernden Versuchsreihe unter steter Stromentnahme waren merkliche Verluste zu messen;

doch trat eine verhältnismäßig große Erholung ein im Laufe von Stunden stromloser Ruhe.

Die *Ionisationsmessungen* mußten mit großer Genauigkeit ausgeführt werden, da das Ziel der Untersuchung die Bestimmung des Minumpotentials V_0 war, bei dem die Ionisationen sich dem Betrage Null nähern. Die Ausführung war folgende. Die Entladung wird längere Zeit auf Konstanz von Spannung und Strom einreguliert und dauernd unterhalten. Die Strahlung bleibt durch den Bleischieber vorerst ausgeschlossen. Die Erdverbindung des Blättchens wird gelöst und der Gang des Blättchens beobachtet. Nur bei sehr geringem und konstantem Gange wird der Versuch unternommen. Der Beginn des Versuches ist gegeben durch Eintritt der Strahlung nach Wegziehen des Schiebers, Auslösen der Stoppuhr, Notieren der Blättchenstellung. Nach exakt 1 bzw. 2 Min. wird der Schieber geschlossen, die Blättchenstellung sogleich notiert und der Gang weiter 1 Min. beobachtet. Die Sicherheit der Blättchenstellung und ihrer Ablesung betrug 0,1 Skalenteil. Die Proportionalität zwischen Blättchenausschlag und Spannung zeigte sich für kleine Ausschläge recht genau erfüllt. Sie wurde bei jedem Versuche kontrolliert und die erhaltene Kurve bei größeren Ausschlägen graphisch verwertet.

Zur Erreichung genügender Intensität im reflektierten Bündel wurde die *Spaltweite* S_1 nie unter 0,54 mm gewählt. Bei höheren Potentialen wurde mit der engsten Spaltweite gearbeitet.

Das reflektierte Bündel hat eine geringe Intensität im Vergleich zum Primärbündel. Um gefährliche diffuse *sekundäre Strahlungen* möglichst *auszuschließen*, die vom Primärbündel ausgehen, wo es die Luft, die Spaltränder oder das ungeordnete Kristallmaterial (es war trüb!) trifft, wurde die Spaltweite S_1 stets wesentlich kleiner als S_2 genommen. Die umgekehrte mögliche Anordnung, bei der aus einem weitgeöffneten Primärbündel (S_1 weit) durch einen schmalen Spalt S_2 ein enges reflektiertes Bündel ausgeblendet wird, würde starke Sekundärstrahlungsfehler bedingen. Um letztere nach Möglichkeit auszuschließen, war der Strahlengang auch in der vertikalen, die Drehachse enthaltenden Ebene begrenzt durch eine *Aluminiumblende vor dem Spalt* S_1 . Ihre Weite = 1,5 cm war so dimensioniert, daß bei maximaler Fokus-

größe das Bündel gerade frei den Boden der Ionisationskammer erreichte ohne die Seitenwände zu treffen. Die Blende

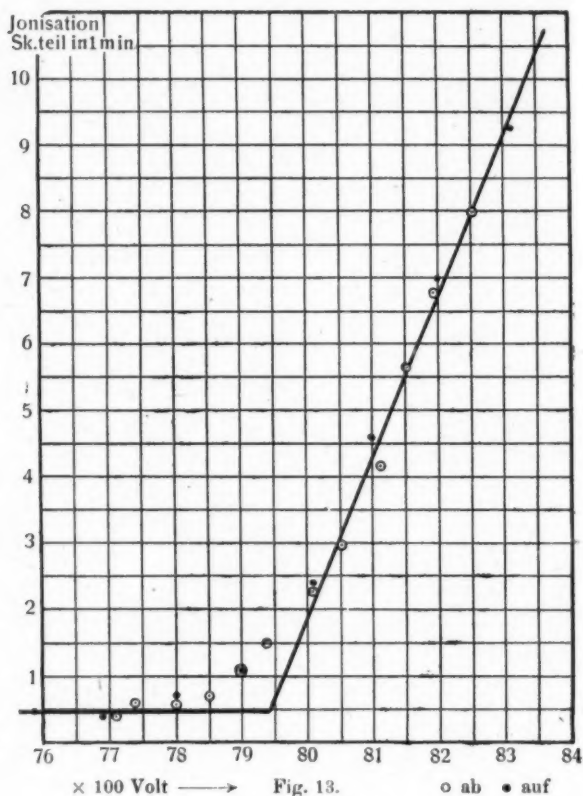


Fig. 13.

o ab • auf

hielt so alle überflüssige Primärstrahlung ab, deren reflektierte Intensität nicht in die Ionisationskammer gelangte.

Auf Fig. 13 ist eine Isochromate wiedergegeben; auf der Abszisse sind die Potentiale, auf der Ordinate die zugehörigen Elektrometerangaben (Skalenteile pro 1 Min.) aufgetragen. Bevor die einzelnen Merkmale des Kurvenverlaufes und ihre Beeinflussung unter speziellen Versuchsbedingungen mitgeteilt

werden, ist in erster Linie die *Frage* der Reproduzierbarkeit* der Kurve zu erörtern.

Auf Fig. 13 sind die Punkte erhalten bei steigendem, die Kreise bei fallendem Potential. Sie fallen vollkommen auf eine ausgleichende Kurve. Als weiteres Beispiel zeigt Fig. 14 die Isochromate bei denselben Versuchsbedingungen am Vormittag und Fig. 15 am Nachmittag des gleichen Tages. Auch hier zeigt sich sehr befriedigende Koinzidenz.

Fig. 16 gibt den *typischen Isochromatenverlauf* schematisch wieder. Man unterscheidet an der Kurve folgende Merkmale:

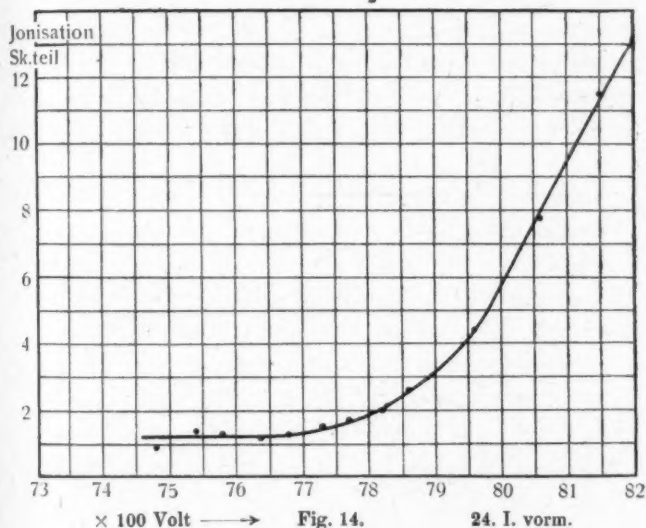


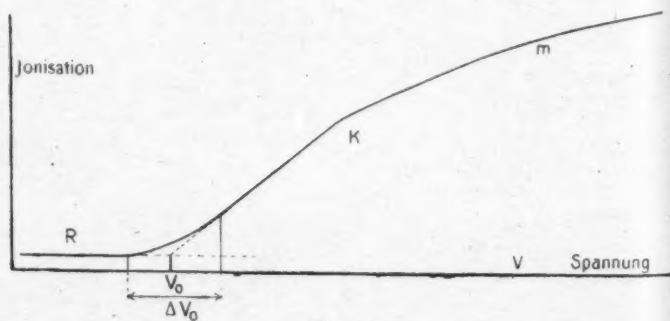
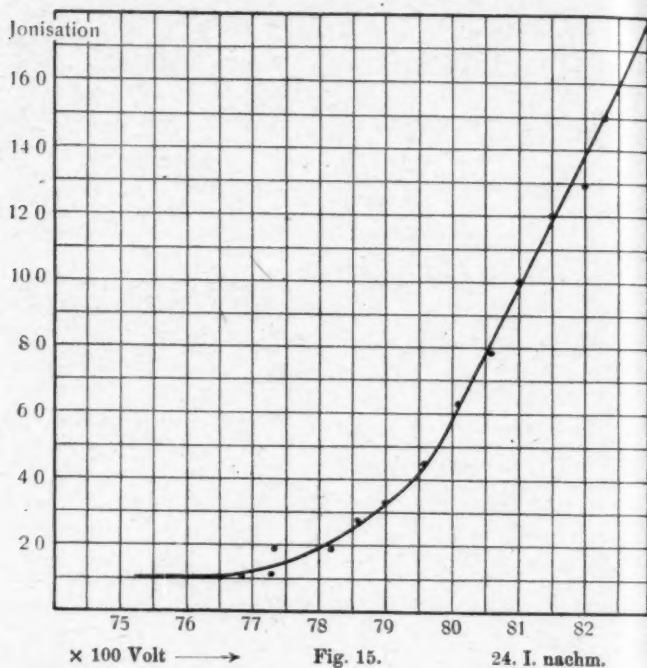
Fig. 14.

24. I. vorm.

1. Eine über einen großen Potentialbereich annähernd konstante, sehr geringe „Restintensität“ R .
2. Innerhalb eines kleinen Intervalles ΔV_0 beschleunigtes Wachstum der Intensität: „die Initialkrümmung“.
3. Das hieran anschließende lineare Kurvenstück.
4. Der — fast stets — auftretende, noch ungeklärte Knick K .
5. Der weiterhin schwach konvexe Verlauf m .

Zu 1. Die *Restintensität* R stammt von der Sekundärstrahlung, die vom primären Bündel ausgeht. Denn R ver-

minderte sich erheblich als der Kristall im Sinne abnehmender φ bis zu kleinen negativen Werten von φ gedreht wurde, so-



daß seine Rückfläche auf der vom S_2 -Spalt abgewendeten Seite von der Strahlung getroffen wurde. In dieser Stellung wird sowohl die von dem bestrahlten Kristallteil (d. i. von dem ungeordneten Oberflächengefüge und seinen trübenden Einschlüssen) ausgehende diffuse Sekundärstrahlung als auch ein großer Teil des vom Primärbündel durchsetzten sekundärstrahlenden Luftweges durch den Kristall selbst gegen S_2 abgeschirmt.

R verschwand völlig wenn der Spalt S_1 durch den Bleischieber geschlossen wurde. Dies zeigt an, daß keine diffuse Strahlung nach S_2 gelangte, die ausging von der aus dem Aluminiumfenster der Röntgenröhre austretenden intensiven Primärstrahlung. Der Gang des Blättchens, ohne daß die X-Strahlung in Tätigkeit war, ist in R schon berücksichtigt.

Zu 2. Ursprung und Größe der *Initialkrümmung* ΔV_0 erwies sich, wie zu erwarten, abhängig von der Divergenz $\Delta\varphi$ des Bündels, also abhängig von den Spaltweiten s_1 und s_2 sowie von der Zerstreuung der Strahlen durch die Kristallfehler. Folgende Tab. 1 beleuchtet diesen Sachverhalt. ΔV_0 wird zwischen den V -Werten so gut es geht gemessen, wo die Isochromate die horizontale Restlinie bzw. den linearen aufsteigenden Ast berührt. V_0 ist der Mittelwert zwischen den beiden Berührungspunkten, unser späteres Minimumpotential. $\Delta\varphi_s$ ist die Divergenz des in S_2 eintretenden Bündels, berechnet unter Zugrundelegung der Spaltweiten s_1 und s_2 und einer „wirksamen“ (vgl. p. 422) Fokusbreite $f = \frac{1}{2}$ mm in der Einfallsebene. $\Delta\varphi_0$ ist die Divergenz, wie sie aus dem beobachteten ΔV_0 und V_0 nach der Formel:

$$\Delta\varphi_0 = \frac{\Delta V_0 \cdot \varphi}{V_0 + \Delta V_0},$$

berechnet wird.

$\Delta\varphi_0$ erweist sich nach der Tab. 1 durchwegs kleiner als $\Delta\varphi_s$. Das liegt wohl daran, daß die extremen Randstrahlen der Fokusellipse unwirksam sind. Für uns kommt es darauf an, daß $\Delta\varphi_0$ nie größer als $\Delta\varphi_s$ gefunden wird, d. h., daß die vorhandenen Divergenzen im Strahlenbündel mehr als hinreichen, ΔV_0 zu erklären.

Zusammenfassend ergibt sich: *Erstens*, daß die beobachtete Initialkrümmung lediglich verursacht wird durch die Divergenzen $\Delta\varphi$ im Strahlenverlaufe.

Tabelle 1.

Nr.	Datum	s_1 mm	s_2 mm	ΔV_0 Volt	V_0 Volt	$\Delta \varphi_s^1)$ Bogenmin.	$1 \varphi_s$
1	12. I.	0,70	1,20	50	7740	17	6
2	12. I.	1,38	2,40	100	7740	36	12
3	17. I.	1,02	4,0	250	7870	29	26
4	24. I.	1,85	4,0	300	7880	45	32
5	2. II.	0,88	1,34	160	8873	19	13
6	7. II.	0,88	1,34	160	7430	19	22
7	19. III.	0,54	3,14	ca. 220	9350	20	17
8	19. III.	0,54	0,76	0	9350	9	0

Zweitens findet man, daß die Initialkrümmung bereits bei Spaltweiten praktisch verschwindet, die noch genügende Intensität durchlassen.

Bei den meisten Versuchen war ΔV_0 viel kleiner als unter den absichtlich zur Demonstration der Existenz der Initialkrümmung gewählten Versuchsbedingungen auf Figg. 18 und 14; vgl. die Isochromaten auf Figg. 17 und 17a u. a.

Hiernach existiert ein scharfer Schwellenwert des Potentials V_0 , das Minimumpotential, unterhalb dessen Strahlung einer gegebenen Wellenlänge nicht merklich²⁾ erzeugt wird.

Es ist leicht ersichtlich, daß bei bestehender Initialkrümmung der Schnittpunkt des verlängerten, linear aufsteigenden Astes der Isochromate mit der Linie R der Restintensität die Lage von V_0 definiert. In der Tat würde das Potential, bei dem die erste Zunahme der Restintensität (bzw. die erste Verzögerung der gleichförmigen Abnahme des linearen Stückes) merklich wird, das Minimumpotential zu der größten (bzw. der kleinsten) Wellenlänge im untersuchten Spektralbereiche darstellen und nicht zu der mittleren Wellenlänge.

Die geschilderte Bestimmung von V_0 führt daher zu der Lage des Minimumpotentials, das zu einer monochroma-

1) $\Delta \varphi_s$ berechnet sich nach der Formel p. 422, wenn S_2 weit genug ist, um das reflektierte Bündel in seiner vollen Öffnung aufzunehmen, die bei ebener Spaltfläche gleich der Öffnung des Primärbündels ist. In den Versuchen 1, 5, 6, 8 beschränkt s_2 die Öffnung; dieser Umstand ist in der Reihe unter $\Delta \varphi_s$ berücksichtigt.

2) Man wird die Möglichkeit einer asymptotischen Annäherung der Isochromate an die Potentialachse (wie bei der Wärmestrahlung an die Temperaturachse) für ganz unwahrscheinlich halten. Doch ist das, genau genommen, eine Frage der Empfindlichkeit der Meßinstrumente.

tischen Strahlung von der mittleren Wellenlänge des benutzten Spektralbereiches gehört (vgl. Fig. 16).

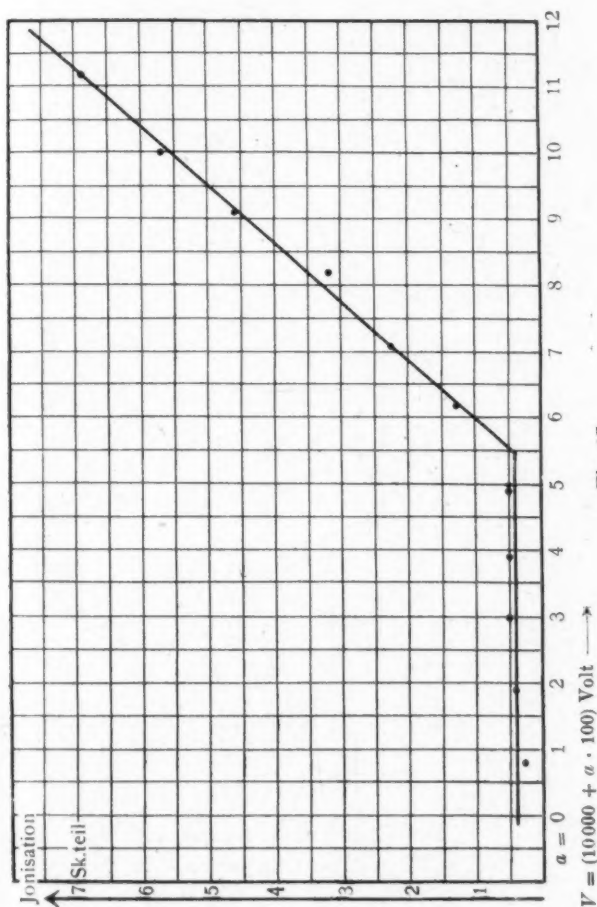


Fig. 17.

Der beobachtete *lineare* Verlauf des ansteigenden Isochromatenastes ist für die Schärfe der Bestimmung von V_0 besonders günstig. Man vergleiche dagegen den krummen

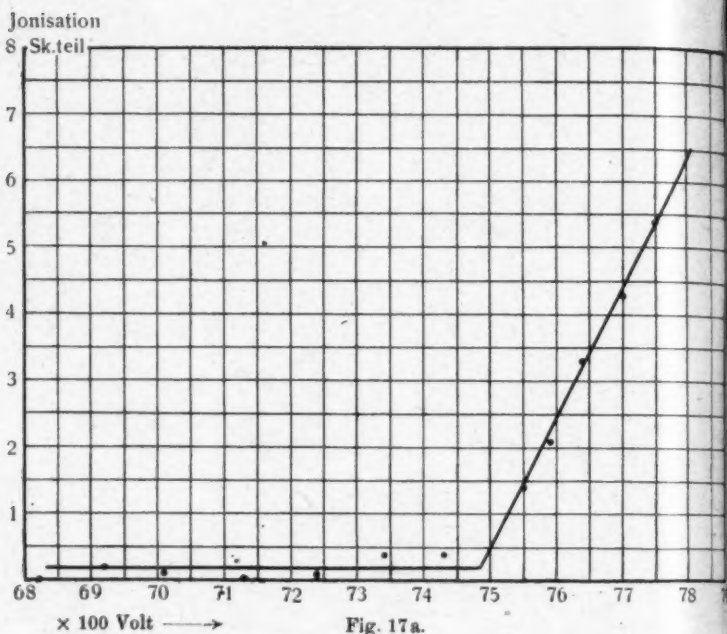


Fig. 17a.

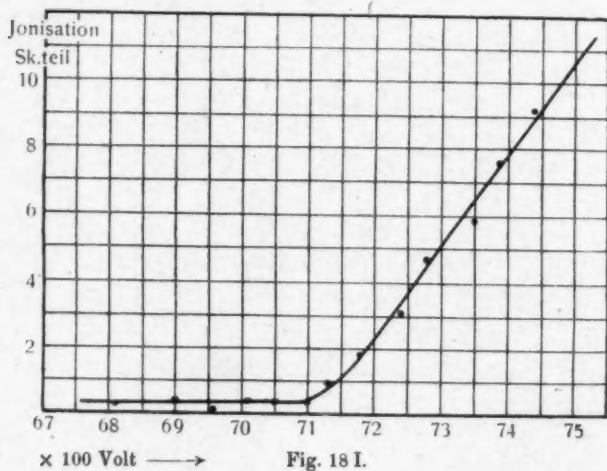
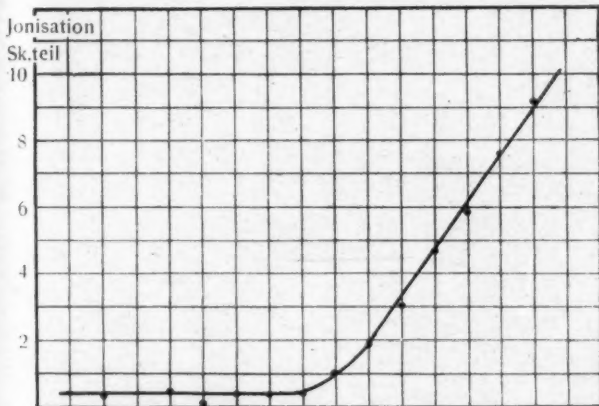


Fig. 18 I.

Verlauf der Millikanschen lichtelektrischen Kurven¹⁾ und den erheblich unsicheren Verlauf bei Webster, l. c. Fig. 2. p. 602.

Die Genauigkeit, mit der V_0 bestimmt werden konnte, ergibt sich aus der Schärfe, mit welcher die Beobachtungspunkte durch den linearen Teil der Isochromate approximiert werden; vgl. Fig. 18. I (und auch Figg. 13, 15, 17, 17a, 22a, 22b).



Spannungsänderung Fig. 18 II.

Die Abweichungen der Punkte von der aufsteigenden Geraden betragen in der Richtung der V -Achse gemessen maximal ± 20 Volt. Ein Teil der Abweichungen ist bedingt durch die Schätzungsfehler der Zeigerstellung am Voltmeter (ca. ± 15 Volt bei Voltmeter III), sowohl bei der Eichung wie bei der Ablesung beim Versuche. Um von ihnen und damit zugleich von jedem merklichen Fehler in den *absoluten* Spannungswerten frei zu werden, sind in der Darstellung desselben Versuches auf Fig. 18 II die *Spannungsänderungen* gemäß der Schaltung der Batterien zu Grunde gelegt. Diese Änderungen waren immer gleich groß und betrugen pro Stufe 53 ± 1 Volt (= 1 Skalenteil der Abszisse).

Man erkennt die gegenüber 18 I deutlich verbesserte Approximation der Versuchspunkte durch die Gerade. Die

1) R. Millikan, Physik. Zeitschr. 17. p. 218. 1916.

noch übrigbleibenden unregelmäßigen Abweichungen sind ein Maß für die erreichte Genauigkeit unserer Elektrometermessung. Als maximaler Fehler bei der Abschätzung einer Blättchenstellung ergibt sich hieraus nur $\pm \frac{1}{10}$ Skalenteil.

Das Minimumpotential ist nach diesem Versuche eine auf ± 10 Volt definierte Größe, d. h. so genau meßbar, wie unsere Elektrometermessung es zuließ.¹⁾ Leider erreichen die absoluten Spannungswerte keineswegs diese Genauigkeit.

Ausführliche Versuche dienten zur Entscheidung der Frage, inwieweit das Minimumpotential von den Versuchsbedingungen unabhängig war.

Es wurde untersucht der Einfluß

1. des Strahlenganges (Spaltweiten; Spaltlängen; exzentrische Stellung des Spaltes der Ionisationskammer zum Reflexionsmaximum im reflektierten Strahle; V_0 in I. und II. Ordnung);
2. des Gasdruckes;
3. der Gasart (H_2 statt Luft);
4. der Kristallart (NaCl statt KCl);
5. des Antikathodenmaterials (Cu statt Pt).

Einfluß des Strahlenganges. — Bei konstanter Weite des Eintrittsspalt S_1 wird die Weite des Ionisationskammer-spalt S_2 symmetrisch so variiert, daß vom engen Spalt nur ein Teil der Öffnung des Bündels, vom weiten die ganze Öffnung aufgenommen wird. Mit dieser Änderung der Öffnung variiert der Spektralbereich und damit nach früheren die Ausdehnung ΔV_0 der Initialkrümmung. Bei weiterem S_2 war zwar die Stärke der Ionisation größer, die Versuche ergaben aber keine Änderung des Minimumpotentials V_0 ; vgl. folgende Tabelle.

1) Diese scharfe experimentelle Bestimmbarkeit des Minimumpotentials erlaubt, auf sie eine Methode der Hochspannungsmessung zu gründen. (Die große Sicherheit und der weite Gültigkeitsbereich der Quantengleichung dürfte sogar eine Extrapolation auf sehr hohe Potentiale zulassen.) Es wäre eine solche Spannungsmessung ganz analog der Temperaturmessung aus Strahlungsmessungen. Die genaue Bestimmung der bei hohem Potential kleinen Reflexionswinkel wird die Hauptschwierigkeit bilden.

S_1 mm	S_2 mm	V_0 Volt
0,54	0,76	9360
	3,14	9330
0,54	0,54	8680
	0,94	8670

Ebensowenig ergab symmetrische Variation beider Spaltweiten eine Änderung von V_0 :

S_1 mm	S_2 mm	V_0 Volt
0,70	1,20	7170
1,38	2,40	7130

Die Unterschiede von V_0 liegen innerhalb der Ablesungsfehler des hier noch verwendeten Braunschen Voltmeters.

Variation der Spatlänge von S_1 und damit des reflektierenden Kristallbereiches parallel zu S_1 ergab ebenfalls keinen Einfluß auf V_0 , wie folgende Zahlen beweisen:

S_1 mm	V_0 Volt
12	8560
6	8550

Es war weiter von Interesse, zu sehen, wie V_0 variiert, wenn der Ionisationskammerspalt S_2 exzentrisch zum Reflexionsmaximum bei feststehendem Kristall eingestellt wurde; vgl. folgende Tabelle. φ bedeutet die Hälfte des Winkels zwischen der gewählten S_2 -Stellung und der Flucht.

φ	V_0 Volt	Ionisationskammerspalt
13° 50'	8168	auf Maximum des refl. Bündels
13° 34'	8313	16' nach kürzeren Wellenlängen
14° 6'	8001	16' nach längeren Wellenlängen

Die beobachtete starke Variation von V_0 mit φ entspricht genau der Wellenlängenänderung bei der Reflexion des geöffneten Bündels an der ausgedehnten ebenen Spaltfläche des (stehenden) Kristalls. In anderen Fällen war die hierfür in Betracht kommende Beziehung

$$V_0 \cdot \sin \varphi = \text{const.}$$

die aus den Gleichungen

$$e \cdot V_0 = \frac{h \cdot c}{\lambda}$$

und

$$\lambda = \text{const.} \sin \varphi,$$

folgt, weniger gut erfüllt. Das Minimumpotential erweist sich hier als ein nützliches Mittel zur Charakterisierung der wirklichen Wellenlängen in schmalen Spektralbereichen, die dem weißen Spektrum entstammen.

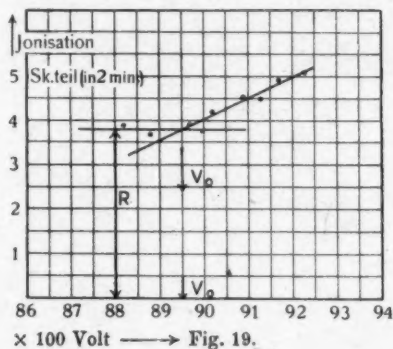
Zu einer weiteren Kontrolle des Minimumpotentials wurde dasselbe für denselben Spektralbereich in I. und II. Ordnung bestimmt, wobei die Reflexionswinkel sich annähernd verdoppeln.

Folgende Versuchsdaten zeigen die sehr befriedigende Übereinstimmung:

I. Ordnung $V_0 = 8940$ Volt

II. Ordnung $V_0 = 8950$ Volt.

Der Versuch zur II. Ordnung ist der besonderen Umstände halber im einzelnen dargestellt auf Fig. 19. Es fällt



hier die ungewöhnliche Größe der konstanten Restintensität R auf. Diese stammt ohne Zweifel von der sehr weichen Strahlung der I. Ordnung, die infolge des hohen Potentials trotz eingeschalteten Aluminiumfilters noch relativ intensiv war und in dem dargestellten kleinen Potentialbereiche noch wenig abnimmt.

Der Einfluß des Gasdruckes auf das Minimumpotential wurde in Rücksicht auf die Möglichkeit eines Geschwindigkeitsverlustes der Kathodenstrahlen im Gase untersucht. Als ungefähres Maß des Druckes diente die Länge des sehr deut-

lichen Dunkelraumes sowie die Entladungsstromstärke i bei konstantem Potential. R ist der Radius der Entladungskugelhöhre = 10 cm. Der Einfluß des Druckes nach der folgenden Tabelle, wenn der kleine Unterschied reell ist, liegt in dem Sinne eines Potentialverlustes im dichteren Gase.

Tabelle 2.

Länge vom Dunkelraum	V_0 Volt
$\frac{1}{2} R$	7440
R	7450, 7440
ca. $\frac{3}{2} R$	7470

Die Genauigkeit des letzten Wertes ist weniger groß infolge der bei so kleinen Drucken kleinen Intensität des Entladungsstromes und daher der Strahlung.

Die Möglichkeit eines wirklichen kleinen Geschwindigkeitsverlustes der Elektronen bei Durchquerung des gaserfüllten Raumes leuchtet ein; nach der kinetischen Gastheorie ist die Häufigkeit eines Zusammenstoßes von der mittleren freien Weglänge l des Elektrons abhängig. l ist nach J. J. Thomson roh angenähert durch die Länge des Dunkelraumes gegeben. Da der gesamte vom Elektron durchlaufene Weg = R ist, so folgt im Falle $l = R$, daß 37 Proz. aller Elektronen ohne Stoß, die Antikathode treffen. Im ungünstigsten und seltenen Falle

$$l = \frac{R}{2}$$

werden 14 Proz. ohne Stoß ankommen. Rechnen wir nun bei Luftfüllung, daß jeder Stoß zu einer Ionisierungsarbeit von ca. 10 Volt an dem getroffenen Molekel führt und daß dies der einzige Energieverlust des Elektrons ist, so sehen wir, daß zwar ein genügender Bruchteil der Elektronen in allen unseren Versuchen ohne Energieverlust bei der Antikathode ankommt, daß aber eine kleine Dispersion der Geschwindigkeiten eintritt, die zu einer an der Grenze der Beobachtbarkeit liegenden Unschärfe und Verschiebung des Minimumpotentials nach kleineren Werten führen dürfte.¹⁾

1) Diese rohe und hypothetische Überschlagsrechnung wird in ihrem Resultat gestützt durch direkte Versuchsergebnisse. Leithäuser fand (Ann. d. Phys. 15. p. 283. 1904) zuerst die Geschwindigkeitsabnahme eines homogenen Kathodenstrahls nach Durchquerung einer Aluminiumfolie von 0,0018 mm Dicke. Der für uns maßgebende mindeste Volt-

Die Versuche lassen sich leider nicht nach größeren Gasdrucken ausdehnen, da hier zu große Entladungsströme und Labilität der Entladung einsetzen.

Hier ist der Ort, die Frage weiter zu erörtern, ob das gemessene Entladungspotential mit dem wirksamen, für die kinetische Energie der an der Antikathode ankommenden

verlust bei 12000 Voltstrahlen betrug ca. 16 Proz.¹ Der bei uns von den Elektronen durchlaufene Weg von 10 cm in Luft von 0,02 mm Hg-Druck ist missenäquivalent einer Aluminiumfolie von ca. $1 \cdot 10^{-6}$ mm Dicke, d. i. ca. $\frac{1}{3000}$ der Leithäuserschen Folie. In demselben Verhältnis mindestens dürfte der Voltverlust stehen; das ergibt für 10000 Volt ca. 1 Volt. Die Versuche von K. Lerp (Dissertation Göttingen 1911), bei e/m unter Anwendung der Energiegleichung

$$eV = \frac{m}{2} v^2,$$

ließen ebenfalls keinen Einfluß eines Potentialverlustes im Gasraum erkennen und zwar bei Versuchsverhältnissen, die den unseren sehr nahe gleich, zum Teil noch günstiger für das Auftreten des Effektes waren (Potential 4000—10000 Volt; Druck 0,04 mm Hg). Nur A. Bestelmeyer (Ann. d. Phys. 35, p. 924. 1911) fand eine direkte Andeutung eines Geschwindigkeitsverlustes des Kathodenstrahls beim Durchlaufen einer längeren Gasstrecke (50 cm Strecke bei 0,01 mm Hg-Druck). Er konnte eine merkliche Zunahme der Krümmung des Wehnelt-Kathodenstrahls im homogenen Magnetfeld im Verlauf seiner Bahn beobachten. Nach Fig. 3 seiner Arbeit berechnet man den totalen Voltverlust auf ca. 1 Proz.; auf unsere Verhältnisse der Wegstrecke und des Druckes übertragen würde man ca. $\frac{1}{2}$ Proz. Voltverlust bekommen. Doch stellt diese Zahl eine hohe obere Grenze dar, da Bestelmeyer mit erheblich langsameren Strahlen (900 Volt) arbeitete, als wir und die Verlangsamung nach allen Versuchen stark mit wachsender Geschwindigkeit abnimmt.

Zusatz bei der Korrektur. Eine sehr willkommene Übersicht über diese Verhältnisse in ihrem großen Zusammenhang gewährt die Arbeit von P. Lenard, „Quantitatives über Kathodenstrahlen aller Geschwindigkeiten“ (Heidelberger Akademieabhandlungen 1917), in die Verf. mir freundlichst vor ihrer Veröffentlichung Einblick gestattete. Auf Tab. 13, p. 119, sind die bis jetzt gewonnenen Erfahrungen über den Geschwindigkeitsverlust zusammengestellt. Aus den Zahlen ergibt sich für unsere Verhältnisse

bei 10000 Volt ein Voltverlust von 3 Volt
5000 „ „ „ „ 6 „

Hiernach ist die besprochene Fehlerquelle in der Bestimmung des Minimumpotentials, völlig unseren Versuchen entsprechend, nicht merklich vorhanden. Die gasfreien Glühkathodenröhren haben den Vorzug, diesen Fehler von vorn herein zu vermeiden.

Elektronen maßgebenden Potential zusammenfällt. Störende Potentiale bedingen: 1. die Kontaktpotentiale; 2. die eventuell vorhandene Austrittsarbeit der Elektronen aus der Kathode; 3. die Oberflächenladung auf geerdeten, von Kathodenstrahlen getroffenen Metallen (Antikathode).

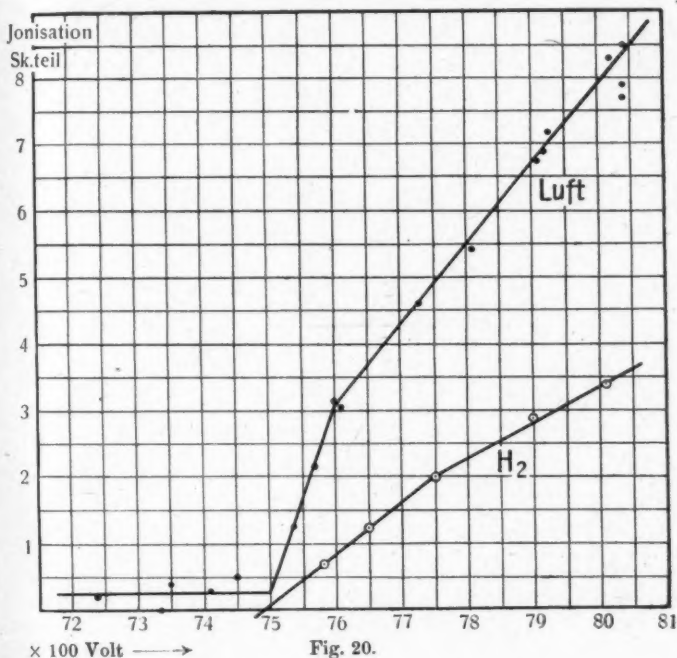


Fig. 20.

Die ersten beiden Fehlerquellen sind wegen ihres geringen Betrages ohne Belang. Die Oberflächenladungen können nach Gehreke und Seeliger u. a.¹⁾ 20 Volt und mehr betragen. In unserem Falle dürften sie freilich keine Wirkung ausüben, da das Elektron die Doppelschicht durchschlägt und die diesseits verlorene kinetische Energie jenseits wieder gewinnt.

Es besteht also kein Grund, daran zu zweifeln, daß die von einem genügend großen Bruchteil der Elektronen ge-

1) E. Gehreke u. R. Seeliger, Ber. d. D. Physik. Ges. **15**, p. 438, 1913.

tragene Höchstgeschwindigkeit durch das Entladungspotential mit der hier in Betracht kommenden Genauigkeit richtig gemessen wird.

Ein *Einfluß der Gasart auf V_0* wurde nicht gefunden. H_2 wurde nach mehrmaliger Evakuation durch Palladiumosmose eingeführt. Daß er hauptsächlich die Entladung trug, zeigten sowohl die charakteristischen Farben an als auch die im Vergleich zu Luft große Stromstärke bei gleichem Potential und gleicher Länge des Dunkelraumes. Wie Fig. 20 zeigt, ist das Minimumpotential in Luft und H_2 dasselbe = 7500 Volt.

Ein Nebenumstand fällt beim Vergleich der beiden Isochromaten auf: Obwohl bei gleichem Entladungsstrom i untersucht, findet man im H_2 bei gleichem Potential weniger als die halbe Intensität der reflektierten (und also auch der primären) Röntgenstrahlung, verglichen mit Luft. Der Grund dafür liegt ohne Zweifel darin, daß der *Entladungsstrom i* nicht wie in der gasfreien Glühkathodenröhre das Maß des *Elektronenstromes i_e* ist, sondern die Summe dieses und des Ionenstromes im Gas i_g darstellt: $i = i_e + i_g$. Da i_e proportional der Röntgenstrahlungsintensität ist, zeigt der mitgeteilte Versuch, daß i_g/i im H kleiner ist als in Luft. Das dürfte mit der guten Leitfähigkeit des Wasserstoffgases übereinstimmen.

Um frei zu sein von etwaigen Zufälligkeiten bei Benutzung nur eines Kristallexemplares, wurden einige *Isochromaten statt mit Sylvin mit einem guten, wenn auch trüben Stück Steinsalz* (Würfelfläche) aufgenommen.

Bei gleichem Reflexionswinkel φ reflektieren NaCl und KCl nach der Braggschen Gleichung $\lambda = 2d \sin \varphi$ eine Strahlung, deren Wellenlängen λ im Verhältnis der Gitterkonstanten d stehen. Wie die unten mitgeteilte Haupttabelle lehrt, standen die Messungen genau in Übereinstimmung sowohl mit dieser speziellen Folgerung als allgemein mit der Quantengleichung:

$$V_0 \cdot \lambda = V_0 2d \sin \varphi = \text{const.}$$

Kupfer als Antikathode. — Für die Universalität des Strahlungsvorganges, wie ihn der Quantenansatz ausspricht, ist seine Unabhängigkeit von der Art des bremsenden Atoms Voraussetzung. Zur Prüfung wurde Kupfer statt Platin ge-

wählt, sowohl wegen des leichteren Atoms als besonders, weil seine intensiven *K*-Serien-Spektrallinien in unseren Versuchsbereich fielen. Durch die auf 1—2 Prom. genauen Siegbahn'schen Messungen der Wellenlängen war eine ebenso genaue Kenntnis des Reflexionswinkels gegeben und eine nachträgliche Kontrolle der Justierung der reflektierenden Fläche in die Drehachse ermöglicht.

Die Einstellung vom Kristall und S_2 -Spalt auf die Reflexion der α -Linien geschah folgendermaßen. Die Justierung des einfallenden Primärstrahles in die Achse erfolgte wie früher. Als Entladungspotential wurden 10000 Volt ca. gewählt, so daß nach Analogie zu Websters Messungen am Rhodium das Anregungspotential der *K*-Serie am Kupfer (= 8980 Volt) genügend überschritten war, um eine starke Linienemission auf kontinuierlichem Grunde zu bewirken. Nachdem die kräftige α -Reflexion elektrometrisch roh gefunden war, wurde bei festgestelltem und *sehr weitem* (4 mm) S_2 -Spalt der Kristall (Sylvin) allmählich durch den schmalen selektiven Reflexionsbereich gedreht und beim maximalen Ionisationswerte festgestellt. Darauf wird der S_2 -Spalt symmetrisch auf $\frac{1}{2}$ mm verengt, mit ihm das stehende Reflexionsbündel durchquert und er schließlich auf den Ort der maximalen Ionisation fest eingestellt.

Bei Spaltweiten von $S_1 = 0,5$ mm und $S_2 = 0,7$ mm war eine Trennung in α und α' an den Ionisationskurven noch nicht angedeutet. Nach Siegbahn sind die entsprechenden Winkelwerte bei Sylvin: $\varphi_\alpha = 14^\circ 10'$, $\varphi_{\alpha'} = 14^\circ 12,5'$; $\varphi_\alpha - \varphi_{\alpha'} = 2\frac{1}{2}'$.

Obwohl S_2 auf die *Linienstrahlung* eingestellt ist, untersuchen wir hier nicht deren Erregung, sondern wie bisher am Pt die Emission des schmalen Spektralbereiches der gleichen Wellenlänge aus dem *kontinuierlichen* Spektrum. Denn nach den Versuchen von Webster setzt die Strahlung der α -Linien erst bei einem Anregungspotential V_k ein, das ca. 10 Proz. höher liegt als das Minimumpotential V_0 des gleichen Spektralbereiches im kontinuierlichen Spektrum, so daß zwischen V_k und V_0 lediglich das kontinuierliche Spektrum zur Emission kommt. Nur auf diesen Potentialbereich beziehen sich die folgenden Angaben, indem die Versuche über die Anregungspotentiale der Linienstrahlung später mitgeteilt werden sollen.

Die Resultate der V_0 -Messungen am Cu findet man in der Haupttabelle 4. — Ein Einfluß des Antikathodenmaterials auf V_0 besteht hiernach nicht.

Die Kurvenform der Isochromate.¹⁾

1. Der Knick.

Die auf Fig. 16 mitgeteilte typische Form der Isochromate zeigte nach dem linearen Anfangsstück einen plötzlichen

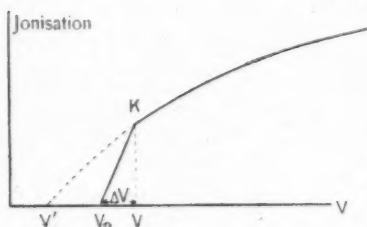


Fig. 21.

Fig. 21 punktiert gezeichnete Extrapolation der Isochromate zum wahren Minimumpotential V' führt? Diese Möglichkeit ist aber gänzlich abzulehnen, da in keiner Weise einzusehen ist, durch welche apparatellen Einflüsse eine wirklich vorhandene Intensität im Intervall $V_0 - V'$ unterdrückt werden könnte. Im übrigen hat sich, wie oben ausführlich gezeigt, V_0 als weitgehend unabhängig von allen möglichen Versuchsbedingungen erwiesen und zu einer vollkommenen numerischen Erfüllung der Quantengleichung geführt; während V' diese Anforderungen, wie die Versuche ergaben, völlig unerfüllt läßt.

Die Hauptfrage nach der *wirklichen Existenz eines Knickes* ist dahin zu beantworten, daß der Versuch stets nur eine

1) Die Kurvenform interessiert aus 2 Gründen; *erstens* weil wir V_0 durch Extrapolation der Kurve bestimmen; *zweitens* (über das unmittelbare Ziel dieser Arbeit, die V_0 -Bestimmung, hinausgehend), weil in der Isochromatenform ein Teil des Emissionsvorganges der kontinuierlichen Strahlung (die Abhängigkeit monochromatischer Strahlungsintensität vom Potential), einwandfrei quantitativ zum Ausdruck kommt. Die völlige Aufklärung des Strahlungsvorganges, die Messung der wahren Energieverteilung im Spektrum, scheitert noch an vielen und erheblichen Schwierigkeiten.

starke Änderung des Gradienten (starke Krümmung) erweisen kann und auch erweist. Die in den Figg. 22a u. 22b mitgeteilten Isochromatenpunkte mögen die Existenz des Knickes zeigen.

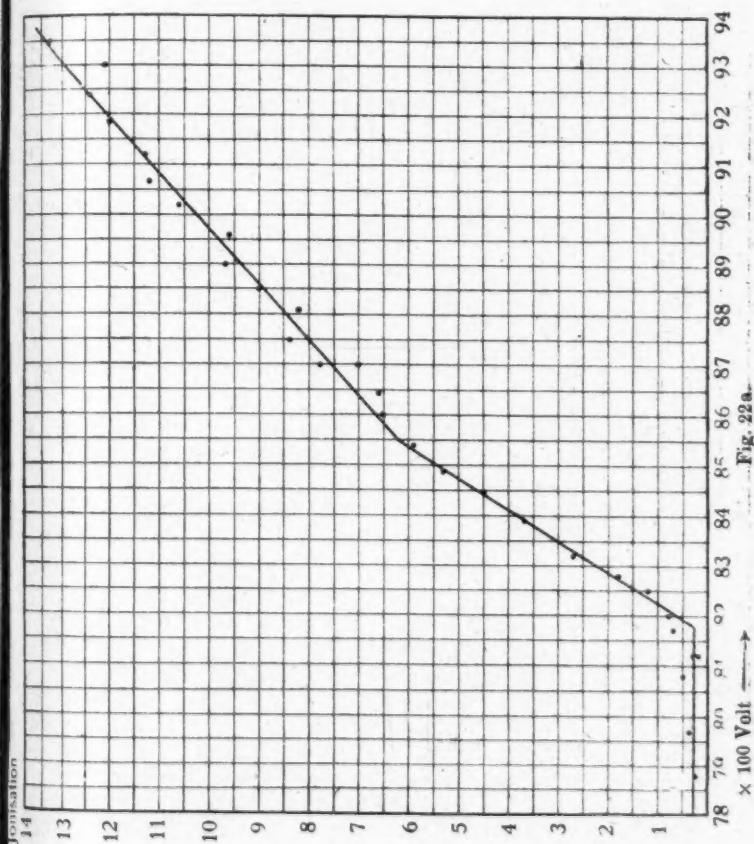
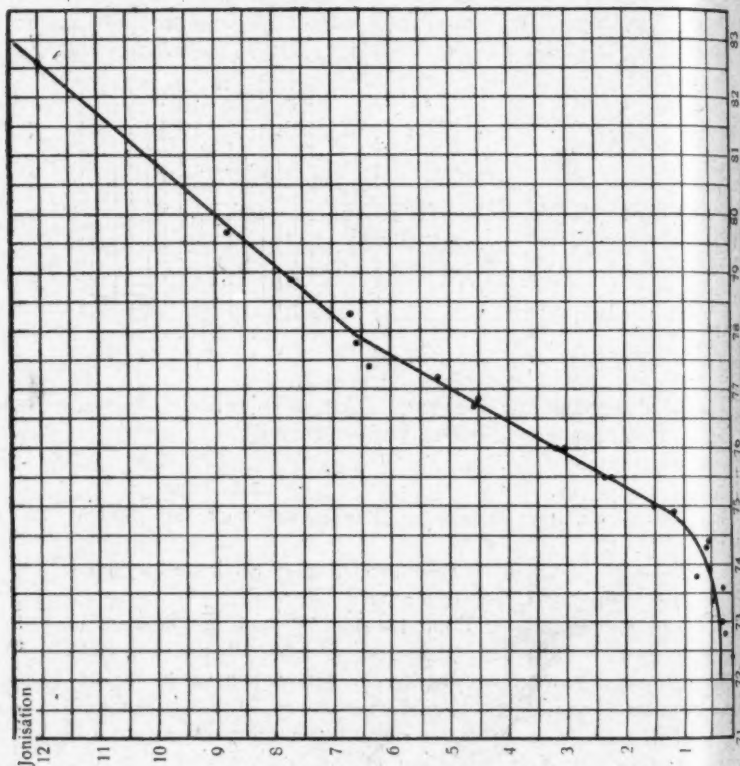


Fig. 22a.

In der Haupttabelle 4 sind die zwei meßbaren Eigenschaften des Knickes mitgeteilt: ΔV (vgl. Fig. 21, der Unterschied zwischen dem Potential V , wo der Knick liegt, und V_0 , und seine Stärke, d. i. die Gradientenänderung.

Zahlreiche besondere, nicht eben erfolgreiche Versuche dienten zur Aufklärung seines Ursprunges aus Versuchsbedingungen. Sehr stark (vgl. Fig. 23) war der Knick einmal als der Spalt S_2 exzentrisch nach kleinen Wellen vom Reflexionsmaximum gestellt wurde.



Dagegen verschwand er bei exzentrischer Stellung nach längeren Wellen. ΔV blieb in der Symmetrie- und der einen exzentrischen Stellung konstant = ca. 400 Volt.

Verengerung der Spalte schien die Stärke zu erhöhen. Kein Einfluß auf ΔV und Stärke zeigte sich, wenn

1. Sylvin durch Steinsalz,
2. Cu durch Pt als Antikathode ersetzt wurde,
3. ein neuer Teil des Sylvins zur Reflexion gelangte, indem der Kristall senkrecht zur Spaltfläche verschoben wurde.

Charakteristischerweise bleibt nach der Tabelle 4 bei konstanten Spaltweiten ΔV bei allen φ bzw. λ ungefähr konstant = ca. 300 Volt. Das deutet darauf hin, daß der Knick nichts mit der Divergenz $d\varphi$ bzw. der spektralen Breite $d\lambda$ des

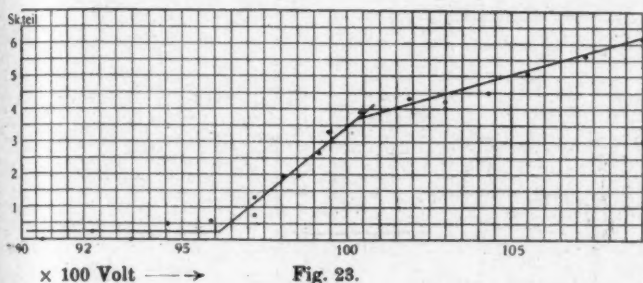


Fig. 23.

Reflexionsbündels zu tun hat. Denn ΔV würde in diesem Falle wohl proportional dem Frequenzbereich

$$d\nu = -\frac{1}{\lambda^2} \cdot d\lambda$$

z. B. bei doppelter Wellenlänge $\frac{1}{2}$ sein, was nach der Tabelle nicht zutrifft.

Ebenso bewirken Änderungen in den Spaltweiten keine deutlich systematischen Änderungen von ΔV .

Der geknickte Isochromatenverlauf ist auch in den Kurven von Duane und Hunt angedeutet und bei Webster¹⁾ vollkommen systematisch ausgeprägt. Letzterer scheint die Spaltweiten als verständliche Ursache anzusehen. Indessen können wir dem nach dem Gesagten nicht beistimmen. Vielmehr ist die Initialkrümmung mit ihrer kleinen ΔV_0 -Ausdehnung auf den Einfluß der Divergenzen im Bündel quantitativ zurückzuführen gewesen.

1) Bei Webster, Phys. Rev. 7. p. 601. 1916, zeigt Fig. 1 und besonders deutlich Fig. 2 den Knick bzw. den anfänglich steileren Anstieg der Isochromate; ΔV findet man auf Fig. 2 = 320 Volt: völlig mit unserem Werte übereinstimmend.

Eine mögliche Zerlegung der Isochromatenkurve in zwei Kurven mag noch Fig. 24 erläutern, obwohl wir keine Deutung für die eine Kurve (2) haben.

Aus der Superposition der punktierten Kurven 1 und 2 läßt sich die Isochromate ableiten. 1 würde die wahre Isochromate sein, 2 würde eine Art Sättigungskurve der Intensität sein, die in dem Bereich ΔV zu einer maximalen, von da ab konstant bleibenden Intensität ansteigt.

Da die isolierte Elektrode in der Ionisationskammer, infolge ihrer exzentrischen Stellung, nicht von den Strahlen

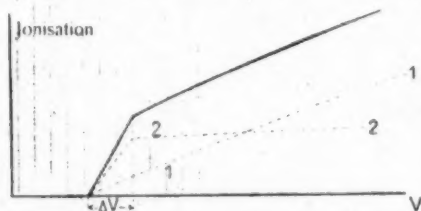


Fig. 24.

getroffen werden konnte, so scheinen auch diese Umstände den Knick nicht erklären zu können.

Obwohl wir weiterhin nach apparatellen Ursachen suchen müssen, möchten wir die Möglich-

keit nicht abweisen, daß der Knick die wahre Intensitätsverteilung im Spektrum darstellt, die ebenso quantenhaft bedingt wäre wie V_0 selbst.

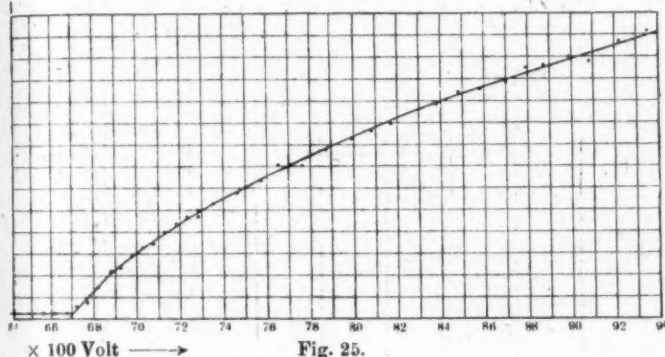
2. Der konvexe Gesamtverlauf.

Fig. 25 stellt eine Isochromate dar, die innerhalb eines möglichst großen V -Intervalles untersucht ist. Sie zeigt einen schwach konvexen Verlauf gegen die Abszisse von dem Knicke an. Bei Webster erscheint ein mehr linearer Verlauf. Die Kurvenform ist wichtig für die Beurteilung des Strahlungsvorganges soweit dieser aus dem Isochromatenverlaufe zu folgern ist. Hinsichtlich der Frage, ob die konvexe Form durch Fehlerquellen vorgetäuscht ist, sei erstens erwähnt, daß in dem dargestellten Versuche die bei den großen Elektrometerausschlägen notwendige Reduktion der Ausschläge auf Spannung berücksichtigt ist. Zweitens könnten wegen der Konstanz des Elektronenstromes (der ja proportional der Intensität der Röntgenstrahlung ist) Bedenken auftreten. Da nämlich bei unseren Versuchen der Entladungsstrom i konstant gehalten wird bei geändertem Potential, wobei notwendig

der Gasdruck geändert wird, so tritt die schon oben berührte Frage nach der Konstanz von i_e/i (i_e = Elektronenstrom) auf.

Die Frage wurde durch besondere Versuche entschieden, in denen i bei konstantem Potential durch Druckänderungen variiert und die i_e proportionale Intensität der reflektierten Röntgenstrahlung gemessen wurde.

In der folgenden Tabelle bedeuten i den Entladungsstrom in willkürlichen Einheiten, t die Zeitdauer (Sekunden), die das Elektrometerblättchen braucht zum Durchlaufen eines konstanten Ausschlages (5 bzw. 10 Skalenteile). t ist daher Ionisation



umgekehrt proportional der Intensität der Röntgenstrahlung bzw. i_e .

Tabelle 3.

	i	t	$i \cdot t$
$V = 7000$ Volt	52,3	26,4	138
	22,1	59,6	132
$V = 7000$ Volt	16,25	58,6	95,2
	21,9	45	98,8
	45,1	21,4	97
	44,5	21,2	95
$V = \text{ca. } 7600$ Volt	9,4	52	49
	8,4	53,4	45
	20,5	23,2	47,5
	37,4	14,0	52
	37,6	13,9	52
	48,6	10,0	49
	47,6	11,0	52

Das Produkt $i \cdot t$ bzw. i/i_e zeigt sich hier innerhalb einer Variation von i auf das Sechsfache fast in den Fehlergrenzen konstant. Abgesehen von dem methodischen Interesse der Versuche, lehren ihre Resultate, daß keine merkliche Änderung in der Form der Isochromaten eintritt, wenn statt des Entladungsstromes der Elektronenstrom zugrunde gelegt wird.

Die Versuchsergebnisse.

Die folgende Tabelle enthält die Resultate unserer Versuche. φ ist der Reflexionswinkel des Röntgenstrahles mit der Kristallfläche.

V_0 ist das Minimumpotential in Volt.

S_1 und S_2 sind die Spaltweiten. S_1 für die Primärstrahlung; S_2 für die Ionisierungskammer in Millimetern.

ΔV ist die Spannungsdifferenz zwischen der Spannung, wo der „Knick“ der Isochromate liegt und V_0 .

Tabelle 4.

Datum	φ	V_0 Volt	$\lambda \cdot 10^{20}$ erg.sec	S_1 mm	S_2 mm	ΔV Volt	Knick	Anti- ka- thode	Kri- stall
17. I.	14° 15'	7870	647	1,02	4,0	—	—		
31. I. +	13° 55'	8106	650	0,88	1,34	400	deutlich		
2. II.	12° 43'	8873	650	„	„	260	„		
5. II.	16° 52'	6700	648	„	„	ca. 300	undeutl.		
		7400	„	„	„				
9. II.	15° 22'	7350	652	„	„	300	deutlich		
		7400	„	„	„				
15. II. +	18° 44'	6040	646	„	„	370	„		
16. II.	20° 38'	5555	652	„	„	280	„		
28. II. +	25° 2'	4570	644	„	„	290	„		
1. III.	20° 38'	5538	650	„	„	260	stark		
2. III.	22° 39'	5043	647	„	„	380	deutlich	Pt	KCl
5. III.	12° 11'	9240	650	0,54	„	600	undeutl.		
5. III.	10° 42'	10430	647	„	„	550	deutlich		
6. III.	10° 42'	10480	„	„	„				
10. III. +	11° 15'	9950	647	„	0,74	ca. 380	schwach		
14. III.	20° 36'	5500	645	„	„	?	undeutl.		
29. III.	12° 55'	8670	„	„	0,54	ca. 350	schwach		
30. III.	12° 55'	8680	646	„	„	400	„		
30. III.	12° 55'	8670	„	„	0,94	220	„		
3. IV.	14° 13'	8810	646	„	0,94	500	deutlich		NaCl
4. IV. +	13° 35'	9242	648	„	0,94	350	„		
25. IV. +	14° 13'	7850	642	?	0,74	260	„		
25. IV.	12° 48'	8750	646	0,60	1,00	—	unsichtb.		
27. IV.	16° 11'	6940	645	6,48	0,74	500	deutlich	Cu	KCl
1. V.	11° 11'	10030	648	0,68	1,54	550	„		

An den mit einem Kreuz (+) bezeichneten Tagen wurde der Strahlengang neu justiert, wobei der Kristallhalter abzunehmen war. In diesem blieb der Kristall justiert.

Die Quantenkonstante h der Tabelle ist nach den 3 Gleichungen berechnet:

$$\begin{aligned} (1) \quad & e \cdot V_0 = h \cdot \nu, \\ (2) \quad & \nu = \frac{c}{\lambda}, \\ (3) \quad & \lambda = 2d \sin \varphi. \\ & (d = \text{Gitterkonstante}). \end{aligned}$$

Daraus folgt:

$$h = \frac{e V_0 2d \sin \varphi}{c} = V_0 \cdot \sin \varphi \cdot \text{const.}$$

Die Gitterkonstante d von dem benutzten Stück Sylvin (Ann. d. Phys. 49, p. 625) war mit dem d von NaCl experimentell verglichen und ihr Quotient innerhalb der Meßfehler in Übereinstimmung gefunden worden mit dem Werte, den man aus der Bragg'schen Struktur unter Benutzung der Werte für die Dichte und Atomgewichte berechnet. Indem wir diese hier einführen folgt für den Abstand aufeinanderfolgender Würfebenen:

$$d = \sqrt[3]{\left(\frac{m_1 + m_2}{2}\right) \frac{1}{D \cdot N}} = 3,140 \cdot 10^{-8} \text{ cm.}$$

Hier bedeuten:

$m_1 = 39,10$ Atomgewicht von K,

$m_2 = 35,46$ „ „ Cl,

$D = 1,985$ Dichte des Sylvins nach Röntgen und Schneider,

$N = \frac{F}{e} = \frac{9650 \cdot 3 \cdot 10^{10}}{4,774 \cdot 10^{-10}} = 60,6 \cdot 10^{22} = \text{Loschmidt'sche Zahl pro Mol.}$

F ist die Faradaysche Konstante der Elektrolyse.

Hiernach wird h in zweifacher Weise abhängig von dem Werte von e , einmal durch Gleichung (1), dann durch (3), indem d selbst wieder durch die Loschmidt'sche Zahl von e abhängt. Explizite wird:

$$h = \frac{2e V_0 \sin \varphi}{c} \sqrt[3]{\left(\frac{m_1 + m_2}{2}\right) \cdot \frac{e}{D \cdot F}},$$

oder

$$h = e^{4/3} \cdot V_0 \sin \varphi \cdot \text{const.}$$

Soferne man e nicht als bekannt voraussetzen will, bestimmen wir in unseren Versuchen die Größe

$$a = \frac{h}{e \cdot \lambda_0} = V_0 \sin \varphi \cdot \text{const.}^1)$$

Zur Berechnung von h aus den Versuchsdaten (V_0 in Volt) folgt mit dem Millikanschen e -Wert bei Benutzung des Sylvins:

$$h = V_0 \cdot \sin \varphi \cdot 3,332 \cdot 10^{-30} \text{ erg. sec.}$$

Bei Benutzung von Steinsalz mit $d = 2,814 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$:

$$h = V_0 \cdot \sin \varphi \cdot 2,985 \cdot 10^{-30} \text{ erg. sec.}$$

Die V_0 -Werte wurden nach den Eichungsergebnissen, wie sie auf Fig. 3 dargestellt sind, zeitlich auf den Tag des Versuches bezogen durch Interpolation der zwei Eichkurven 1 und 2.

Die Angaben von Voltmeter II, die zeitlich stärker veränderlich waren, wurden an Voltmeter III angeschlossen, was durch den glücklichen Umstand ermöglicht war, daß beide einen kleinen gemeinschaftlichen Spannungsbereich haben und häufig ein Vergleich stattfand. Immerhin sind alle auf diesem Wege, d. h. für $\varphi > 16^\circ$ erreichten V_0 - und h -Werte weniger zuverlässig als die für $\varphi < 16^\circ$.

Um darüber klar zu sein, ob bei den untersuchten Wellenlängen (bzw. φ) etwaige Linien im Pt-Spektrum lägen, war ein Röntgenspektrum des benutzten Pt-Blechtes mit dem Drehkristallspektrographen photographisch aufgenommen worden. Es zeigten sich außer den bekannten Linien der L -Serie schwächere Linien der Kupfer- K -Serie und ganz schwache des Iridiums (L -Serie) als Verunreinigungen. Den in das untersuchte Spektralgebiet fallenden Linien entsprachen folgende φ -Werte an KCl.

Linie	φ	Versuchsdatum
Pt $\left\{ \begin{array}{l} l \\ \alpha' \alpha \\ \eta \\ \nu \end{array} \right.$	$13^\circ 50'$	31. I.
	$12^\circ 5'$	5. III.
	$11^\circ 24'$	10. III.
	$10^\circ 29'$	5. 6. III.
Cu- α - α'	$14^\circ 11'$	17. I.

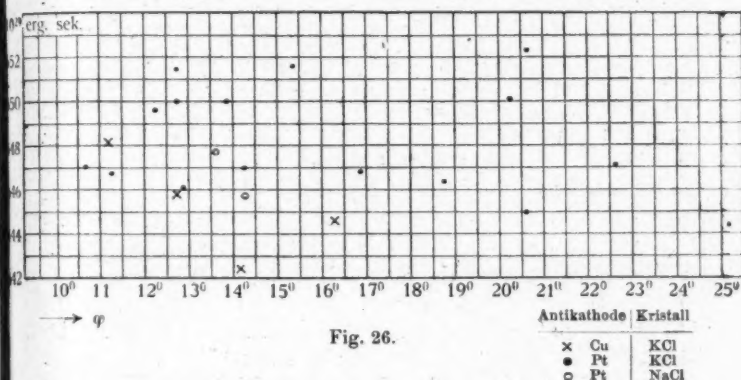
1) In den Wärmestrahlungsversuchen von Warburg und Müller wird $b = h/e$ bestimmt.

Aus a und b kann man also h und e einzeln herleiten; doch wird die Genauigkeit nicht groß.

An den in der Tabelle verzeichneten Tagen sind absichtlich diese Linienspektralbereiche untersucht worden. Unser Versuchsergebnis sowohl, das hier normale h -Werte zeigt, als auch die Websterschen Experimente lassen es als sicher erscheinen, daß die L -Serien-Linienerregung innerhalb des verwendeten Potentialbereiches noch nicht einsetzt und nur das normale kontinuierliche Spektrum zur Geltung kommt.

Diskussion der Ergebnisse.

Die Frage der Konstanz der gefundenen h -Werte, d. i. ihrer Unabhängigkeit von der Wellenlänge (bzw. von φ), sowie



der numerische Betrag des h -Wertes im Vergleich zu den bisher erhaltenen Werten bildet die Prüfung der Quantengleichung.

Zur Übersicht sind die (nicht wie in Tab. 4 abgerundeten) Werte von h auf Fig. 26 nach φ^1 geordnet wiedergegeben.

Man erkennt als Resultat vorliegender Untersuchung folgendes:

1. Es besteht kein Gang der h -Werte mit φ bzw. der Wellenlänge.

2. Die Unterschiede in den h -Werten sind ebenfalls von φ unabhängig und betragen im Mittel 4 Einheiten auf 648. Verteilt man diesen Fehler in gleicher Weise auf einen Fehler

1) Die Ordnung nach λ wäre zu bevorzugen, sofern wir hier zwei Kristalle mit verschiedenen d verwandten, wobei gleichem φ verschiedene λ entsprächen. Jedoch sind die d nur 10 Proz. verschieden; eine λ -Darstellung erübrigt sich demnach.

$\Delta\varphi$ und ΔV_0 bei der Messung von φ und V_0 , so erhält man
 für $\varphi = 12^\circ$: $\Delta\varphi = 2'$ und $\Delta V_0 = 30$ Volt,
 „ $\varphi = 22^\circ$: $\Delta\varphi = 4'$ und $\Delta V_0 = 15$ Volt.

Diese Fehler entsprechen ungefähr den oben auf Grund der Fehlerquellen diskutierten, jedenfalls sind sie eher kleiner, so daß übersehene Fehlerquellen nicht zu existieren scheinen.

3. h erweist sich unabhängig vom Kristall (NaCl und KCl).

4. h ist unabhängig von dem Material der Antikathode (Pt und Cu).

5. Im Mittel ergibt sich $h = 648,4 \cdot 10^{-29}$ erg. sec.

Die Unabhängigkeit der h -Werte von φ läßt einen Rückschluß zu bezüglich der früher erörterten Frage nach einem Energieverlust der Kathodenstrahlen im Gasraume.

Bei kleinen Potentialen V_0 mußte die Gasdichte erheblich größer gewählt werden (aus Intensitätsgründen der X-Strahlung) als bei großen Potentialen. Ein Energieverlust ΔV würde gerade bei kleinem V_0 zu erwarten sein und prozentisch stark sich äußern in kleineren Werten von h . Unter der wahrscheinlichen Annahme, daß nicht ein wirklicher Gang von h mit φ vorliegt, der genau entgegengesetzt gleich verlief, folgt aus der Unabhängigkeit der h -Werte von φ in Übereinstimmung mit unseren diesbezüglichen besonderen Versuchen, daß ein hemmender Gaseinfluß nicht merklich besteht. Würden die Kathodenstrahlen nur 20 Volt verlieren, so würde z. B. bei $V_0 = 5500$ Volt ($\varphi = 20,5^\circ$) h sich von 648 auf 646 verkleinern.

Die mehrfach erwähnten Mängel unserer Spannungsmessung haben mich veranlaßt, 8 Monate nach den letzten Versuchen am Kupfer eine besonders *sorgfältige Neubestimmung einer Isochromate* am Cu bei den α -Linien vorzunehmen, wobei die *Eichung* des Voltmeters III *in seiner Stellung beim Versuch, d. i. unmittelbar im Anschluß an den Versuch*, mit der verbesserten, rasch arbeitenden Methode (vgl. oben) ausgeführt wurde. Auch alle übrigen Justierungen wurden mit besonderer Sorgfalt wiederholt.

In den folgenden Kurven 2—8 sind die erhaltenen Versuchsergebnisse in extenso mitgeteilt, weil ich den hier erhaltenen Wert von h für den zuverlässigsten halte.

Erläuterung zu den Kurven.

Kurve 2. (Fig. 27.)

Aufsuchung der Kristallstellung maximaler selektiver Reflexion der Kupfer- α -Strahlung. — Der weite (3,32 mm) Spalt S_2 der Ionisationskammer ist angenähert in die Stellung gedreht zur Aufnahme der reflektierten Kupfer- α -Strahlung; der Kristall wird durch den selektiven Reflexionsbereich der Kupferstrahlung gedreht: Abszisse. Die Ordinate gibt den

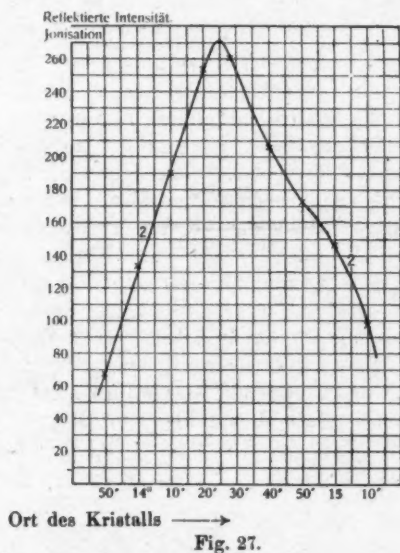


Fig. 27.

Gang des Elektrometerblättchens in $\frac{1}{10}$ Skalenteil pro Min. bei konstantem Entladungspotential und Strom. Es war

$$V = \text{ca. } 9400 \text{ Volt.}$$

Die Kurve hat das gesuchte Maximum bei $14^\circ 25'$.

Die starke Asymmetrie der Kurve auf dem rechten Aste, beruht, wie sich ergab, auf dem kontinuierlichen Spektrum, das sich zu dem Intensitätsverlauf der reinen Kupferstrahlung addiert. Der reflektierte kontinuierliche Spektralbereich wird ja bei derjenigen Kristallstellung maximal in der Ionisationskammer aufgenommen, bei welcher das reflektierte Bündel

die Mitte des weitgeöffneten Spaltes der Ionisationskammer trifft. Die Spaltmitte fiel bei diesem Versuche also nicht genau mit dem Orte maximaler Reflexion der Kupferstrahlung am Kristall zusammen. Durch folgenden Versuch wird das erreicht.

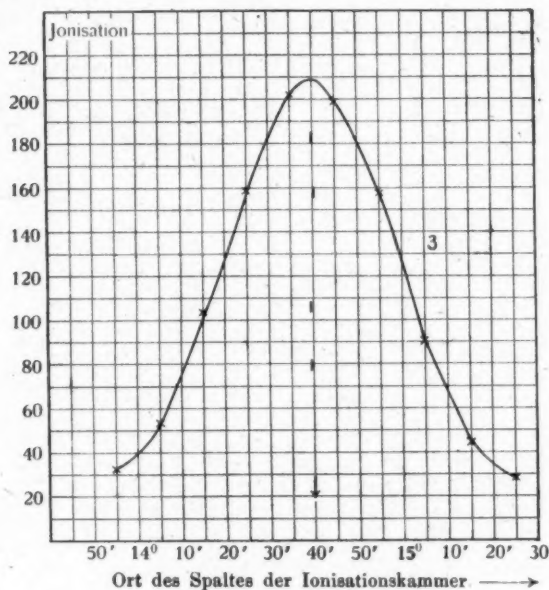


Fig. 28.

Kurve 3. (Fig. 28.)

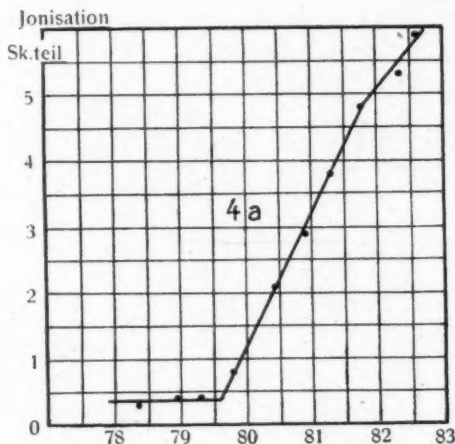
Aufsuchung des Maximums im maximal reflektierten Bündel mit der Ionisationskammer. — Der Kristall wird fest eingestellt in die eben gefundene Stellung maximaler Reflexion $14^{\circ} 25'$. Mit symmetrisch verengtem (0,92 mm) Spalt wird die Ionisationskammer durch das feste, reflektierte Bündel hindurchgedreht: Abszisse. Das Maximum bei $14^{\circ} 40'$ fällt nicht zusammen mit dem Maximum von Kurve 2 bei $14^{\circ} 25'$.

Die Spaltmitte der Ionisationskammer stand also bei Versuch zur Kurve 2 in der Tat nicht auf dem Maximum der reflektierten Cu- α -Strahlung, sondern um

$$14^{\circ} 40' - 14^{\circ} 25' = 15'$$

nach größeren Wellenlängen zu. Hätte man es mit dem kontinuierlichen Spektrum allein zu tun, so würde Kurve 3 selbstverständlich das Maximum am nämlichen Orte zeigen wie Kurve 2.

Daran, daß das hier nicht der Fall war, sieht man deutlich, daß die gewünschte monochromatische Strahlung vorlag.



x 100 Volt —→ Fig. 29a.

Außerdem ist dies an der beträchtlichen Intensität sogleich zu erkennen.

Der Spalt der Ionisationskammer wird ins Maximum bei $14^{\circ} 40'$ gebracht, wo er die maximal vom Kristall selektiv reflektierte Cu- α -Strahlung seinerseits maximal empfängt.

Kurve 4a.

Aufnahme der Isochromate. — Abszisse die Spannungen, Minimumpotential $V_0 = 7965$ Volt.

Kurve 4b.

Kontrolle der am Voltmeter abgelesenen Spannungswerte (Abszisse). — Die Spannungen zu 4a waren in gleichen Stufen zu ca. 58 Volt durch Schaltung variiert worden. 4b gibt als

Ordinate in willkürlichen Einheiten diese gleichen Stufen zu den abgelesenen Spannungswerten als Abszissen. Die ausgleichende Gerade stellt somit dar, inwieweit die abgelesenen Spannungswerte (nach ihrer Reduktion durch die Eichung) gleichen Intervallen entsprechen bzw. wie sie daraufhin zu korrigieren sind. Die Gerade liefert in ihren Schnittpunkten mit den äquidistanten Parallelen zur Abszisse die verbesserten Spannungswerte; z. B. 8270 statt 8260 Volt.

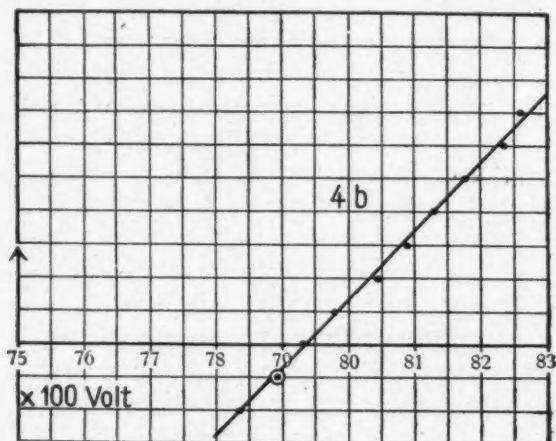


Fig. 29 b.

Kurve 4c.

Mit diesen Werten wird die *endgültige Isochromate* konstruiert. Die sich den beobachteten Punkten am besten anschmiegende geknickte Gerade zeigt keine wesentlich bessere Annäherung an die Beobachtungspunkte als in 4a erreicht ist mit Ausnahme der drei höchsten Spannungswerte. V_0 wird immerhin eben merklich verändert = 7952 Volt. Man erkennt deutlich, daß V_0 durch den Isochromatenverlauf auf mindestens ± 10 Volt d. h. auf 1 Promille genau definiert ist.

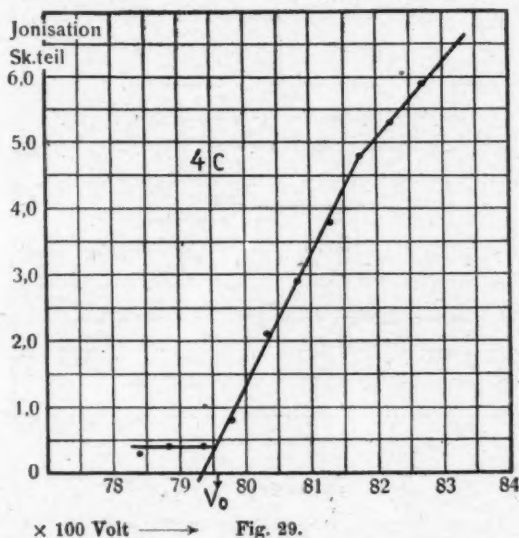
Kurve 5.

Kontrolle, ob der Kristall in der Stellung maximaler selektiver Reflexion steht. — Spaltweite S_2 groß = 3,82 mm. Ab-

sisse: Kristallort; die Ionisationskammer bleibt fest. Das Maximum bei $14^{\circ}42'$ stimmt überein mit dem von Kurve 3 ($14^{\circ}40'$). Die Asymmetrie der Kurve 2 ist hier trotz dem analogen Versuche verschwunden, weil der Spalt der Ionisationskammer hier im Maximum des reflektierten Bündels stand.

Kurve 6.

Wiederholung vom Versuch zur Kurve 5 nach 2 Tagen. — Maximum: $14^{\circ}43'$.



Kurve 7.

Wiederholung vom Versuch zur Kurve 3. — Spalt S_2 eng = 0,92 mm. Die Ionisationskammer wird gedreht. Der Kristall bleibt fest. Maximum: $14^{\circ}41'$.

Kurve 8.

Durchquerung des Primärbündels mit der Ionisationskammer (Abszisse) (Weite $S_2 = 0,92$ mm). — Bestimmung des Winkels 2φ zwischen der Stellung des S_2 -Spaltes bei Versuch 7, d. i. auf dem Maximum der reflektierten Cu- α -Strahlung ($14^{\circ}41'$)

und der Stellung des Spaltes auf dem Maximum des Primärbündels (der Kristall ist hierbei entfernt), das sich hier $= 43^{\circ} 2'$ ergibt.

Hieraus folgt: $2\varphi = 43^{\circ} 2' - 14^{\circ} 41' = 28^{\circ} 21'$

$$\varphi = 14^{\circ} 11'.$$

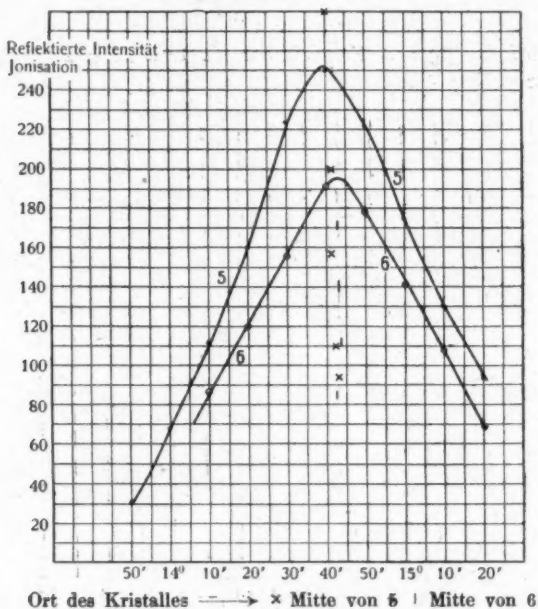


Fig. 30.

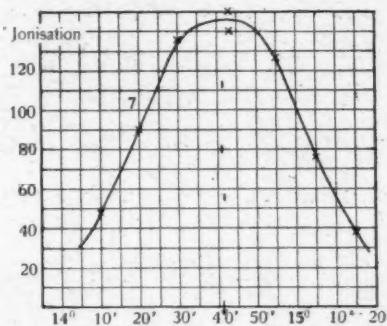
Aus der Wellenlänge des Schwerpunktes der Cu- α -Linien nach Siegbahn¹⁾ $\lambda = 1,538 \cdot 10^{-8}$ cm und der Gitterkonstante $d = 3,140 \cdot 10^{-8}$ cm folgt identisch der gleiche Wert:

$$\varphi = 14^{\circ} 11'.$$

Die gute Übereinstimmung unseres Wertes von φ mit dem aus den Siegbahnschen Wellenlängenmessungen ab-

1) Nach freundlicher brieflicher Mitteilung des Hrn. Siegbahn vom 17. 7. 18, ist nach seinen Messungen $\lambda_a = 1,5374 \text{ \AA}$ mit einem Fehler von wenigen Einheiten der letzten Stelle; $\lambda_{a'} - \lambda_a = 0,0038 \text{ \AA}$ zu setzen, mit $d_{NaCl} = 2,814 \cdot 10^{-8}$ cm.

geleiteten zeigt, wie gering der hauptsächlich zu fürchtende Fehler in der φ -Messung, die Abweichung der reflektierenden Schicht von der Achse, hier war.

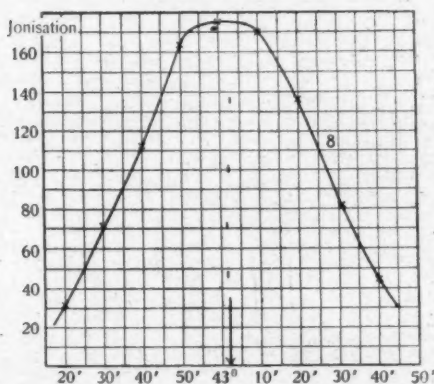


Ort des Spaltes der Ionisationskammer

Fig. 31.

Mit dem Werte $\varphi = 14^{\circ} 11'$ und $V_0 = 7952$ Volt folgt:

$$10^{+29}. h = 649,2 \pm 2 \text{ erg. sec.}$$



Ort des Spaltes der Ionisationskammer

Fig. 32

Dieser Wert ist in bester Übereinstimmung mit dem nach Tabelle 4 erhaltenen Mittelwert 648,4; er hat aber eine er-

höhte Sicherheit sowohl bezüglich der V_0 - als auch der φ -Bestimmung. Als definitives Resultat unserer Versuche betrachten wir den runden Wert 649.

Es ist beabsichtigt und möglich, die Spannungsmessung weiter zu verbessern, indem man unter Anwendung einwandfrei konstruierter Elektrometer¹⁾ die hohen Spannungen *direkt* eicht, etwa mit Wechselstromspannungen eines geeichten Transformators¹⁾ oder mit Hilfe sehr großer bekannter und konstanter Widerstände nach dem Ohmschen Gesetze.

Vergleich mit den h -Werten anderer Autoren.

Duane und Hunt geben 6 Werte aus 6 Isochromaten an, die Webster durch eine auf den Millikanschen e -Wert bezogene Gitterkonstante verbessert hat; sie sind:

$$h = 655 \quad 648 \quad 645 \quad 649 \quad 652 \quad 650.$$

Im Mittel wird $h = 650$. Über die Art der Messung, Fehlerquellen, insbesondere über die absoluten Fehler in der Volt- und Winkelmessung ist leider nichts mitgeteilt, so daß kein Urteil über die Zuverlässigkeit gefällt werden kann.

In Websters schöner Experimentaluntersuchung ist der Reflexionswinkel durch Anschluß an die Werte der Wellenlängen der Rhodiumlinien gesichert; die Genauigkeit der Voltmessung wird auf nur 1 Proz. angegeben. Als elektrostatisches Voltmeter diente eine Art Coulombscher Drehwage. Die Eichung geschah bis 20000 Volt durch Anwendung der Ohmschen Gleichung $i \cdot w = e$ auf einen sehr großen bekannten Widerstand. Der Wert höherer Spannungen wurde aus der Addition von Teilspannungen der Hochspannungsbatterie abgeleitet. Die zum Teil aus dem Minimumpotential an Isochromaten, zum Teil aus der Minimumwellenlänge in der spektralen Intensitätsverteilung bei konstantem Potential abgeleiteten h -Werte sind:

$$\begin{array}{cccccc} h = & 652 & 655 & 657 & 649 & 651 & 655 \\ \lambda = & 548 & 588 & 617 & 652 & 548 & 579 \end{array}$$

Im Mittel folgt 653 ± 3 . Zugrunde gelegt ist der Millikansche e -Wert, mit dem für die Gitterkonstante d des benutzten Kalkspates folgt: $d = 3,03 \cdot 10^{-8} \text{ cm.}^2$)

1) Vgl. E. Alberti, Ann. d. Phys. **39**, p. 1150. 1912.

2) *Bemerkung bei der Korrektur.* Auf die neu, wie es scheint sehr sorgfältige Neubestimmung von h durch Blake u. Duane (Phys. Rev. **10**, p. 93. 1917), kann nur kurz verwiesen werden, da mir die Publikation erst bei der Korrektur zugänglich wurde; es ergibt sich $h = 655$.

Eine Zusammenstellung der erhaltenen Werte ist in nachfolgender Tabelle gegeben.

	$h \cdot 10^{39}$ erg. sec	Antikathode	Voltbereich	Methode
Duane-Hunt	650	Wolfram	25 000—40 000	} Minimum-potential
Webster	653	Rhodium	20 000—40 000	
Wagner	649	Platin, Kupfer	4 600—10 600	
Millikan	656	lichtelektrisches Grenzpotential		
Warburg-Müller c_1 Millikan e	} 654	nach Plancks Wärmestrahlungsgleichung		
Kydberg-Konst. R Millikan e				
	654	nach Bohrs Spektralformel		

In die Tabelle sind ferner alle solche h -Werte aufgenommen, die, nach ganz verschiedenen Methoden erhalten, Anspruch auf große Genauigkeit erheben dürfen. Man vergleiche zu den einzelnen Methoden die Darlegung in der Einleitung. Die Genauigkeit der einzelnen h -Werte ist bei allen auf ± 3 Einheiten der letzten Stelle zu schätzen mit Ausnahme des letzten Bohrschen Wertes, der aus den Paschenschen Messungen der Rydbergschen Zahlen R_H und R_{He} und dem e -Wert mit der größeren Genauigkeit von ± 1 Einheiten folgt.

Die Übereinstimmung der photoelektrisch gewonnenen Werte unter einander mögen hier die übrigen im Laboratorium von Millikan erhaltenen Zahlen beleuchten:

Millikan am Li 659
Kadesch u. Hennings am Mg 645
(Phys. Rev. 8. p. 225. 1916) . . am Al 641.

Millikan bevorzugt den am Na gemessenen Wert.

Nach der Tabelle unterscheiden sich sehr befriedigender Weise die h -Werte nur um höchstens 1 Proz. Wir möchten daher ihren Mittelwert $= 652$ als den zuverlässigsten Wert beim heutigen Stand bezeichnen. Er fällt gerade noch in Fehlerbereich unseres Wertes.

Zugunsten des letzteren, des kleinsten in der Tabelle, spricht vielleicht folgender Hinweis, daß aus ihm und dem Millikanschen e für die Stefan-Boltzmannsche Strahlungskonstante folgt:

$$\sigma = 5,88 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Watt}}{\text{cm}^2 \text{ grad}^4}$$

in bemerkenswerter Übereinstimmung mit dem zuletzt von Gerlach¹⁾ angegebenen Werte:

$$5,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Watt}}{\text{cm}^2 \text{ grad}^4}$$

Einen Hinweis verdient der aus der Tabelle ersichtliche *außerordentlich weite Frequenzbereich* innerhalb dessen h sich als universelle Konstante der Quantengleichung erweist. Hull fand aus Minimumpotentialen bis zu 110000 Volt Werte für h , die innerhalb der hier größeren Fehler mit den obigen Werten übereinstimmen. Ebenso konnte Rutherford durch Absorptionsmessungen sehr angenähert die Gültigkeit der Quantengleichung bis zu den kürzesten Wellenlängen im Röntgenspektrum wahrscheinlich machen.

Während in der obigen Tabelle der universelle Charakter der Größe h deutlich hervortritt, in ihrer Unabhängigkeit sowohl vom Atom, dem Vermittler zwischen Elektronenenergie und Strahlung, als auch von der Größe der Elektronenenergie (bzw. der Frequenz), scheint folgende *mögliche Abhängigkeit des h -Wertes von der Richtung* zwischen Elektron und Strahlung um so bemerkenswerter.

Nach W. Wien soll die Bremsstrahlung in der Richtung der Kathodenstrahlen eine kleinere Impulsbreite besitzen als in einer zur Kathodenstrahlung entgegengesetzt laufenden Emissionsrichtung. Dieser Effekt ist ein rein kinematisch bedingter Dopplereffekt; er wächst dementsprechend mit Annäherung der Kathodenstrahlgeschwindigkeit an die Lichtgeschwindigkeit. Bekanntlich sind mit dieser Betrachtung ältere Versuche in Übereinstimmung, in denen die Gesamtstrahlung (die mittlere Impulsbreite) durch den Absorptionsindex charakterisiert war.

Im Hinblick auf die universelle Bedeutung der Quantengleichung ist es von großem Interesse zu erfahren, ob die Minimumwellenlänge und damit h bei konstantem Potential sich abhängig vom Azimut gegen die Kathodenstrahlrichtung erweist. Da die genannten Versuche nur mittlere Impulsbreiten bestimmen, so könnte λ_{\min} sehr wohl unabhängig vom Azimut sein, wenn nur die Energieverteilung im Spektrum, insbesondere der Ort des Maximums, vom Azimut abhinge. Doch können

1) W. Gerlach, *Jahrb. d. Rad.* 15. p. 155. 1918.

hier allein Experimente mit hohen Potentialen bei *spektral zerlegter Strahlung* die Entscheidung bringen. Die in den hier mitgeteilten Versuchen angewendeten Spannungen bis 10000 Volt sind zu gering dazu. Die hier untersuchte Röntgenstrahlung — wie wahrscheinlich auch die bei Duane-Hunt und Webster — war senkrecht zur Kathodenstrahlung gerichtet.

Schließlich mag noch die Bemerkung hier wiederholt¹⁾ sein, daß mit der guten Übereinstimmung der im Röntgengebiete erhaltenen h -Werte mit den nach anderen Methoden gewonnenen, die *erste wertvolle experimentelle Rechtfertigung* erbracht ist für die bisher angenommene Art der Berechnung der Gitterkonstante der Kristalle nach der Braggschen Struktur-auffassung.

Auf Grund der in dieser Arbeit gewonnenen Erfahrungen müssen wir die vorliegende Methode in dem Bereich zwischen ca. 7000—10000 Volt zur Messung von h bzw. $\frac{h}{e^{1/2}}$ als *Präzisionsmethode* anerkennen, mit der sich die hier erreichte Genauigkeit von $\frac{1}{2}$ Proz. auf 1 Promille steigern lassen wird.

Die wesentlichste Voraussetzung zur Erlangung solcher Präzision bildet unsere experimentelle Feststellung des Isochromatenverlaufs, aus dem sich eine überraschend große Meßgenauigkeit des Minimumpotentials ergibt, die wir als das wichtigste Ergebnis dieser Untersuchung ansehen. Der Bereich der Unsicherheit beträgt nur höchstens ± 10 Volt bei einem Minimumpotential von 10000 Volt; d. h. eine mögliche Genauigkeit von 1 Promille.

Eine ebensogroße Schärfe halten wir für erreichbar bei der absoluten Spannungsmessung im Intervall von 7000 bis 10000 Volt; sicher ist sie vorhanden bei der Frequenzbestimmung der Strahlung, sofern diese an bekannte Wellenlängen von Spektrallinien angeschlossen wird wie hier geschehen, und sofern genügend enge Spalte, große Goniometer und tadellose Kristallflächen verwendet werden.

Nach den bisherigen Resultaten ist zu erwarten, daß auch nach Erzielung erhöhter Meßgenauigkeit h sich unabhängig zeigt sowohl von den besonderen hier untersuchten

1) E. Wagner, Physik. Zeitschr. 18. p. 441. 1917.

Versuchsbedingungen wie Gasdruck im Rohr, Strahlenverlauf usw., als vor allem von den Frequenzen, von der Art des bremsenden Atoms, sowie von dem Winkel zwischen Kathoden- und Röntgenstrahl.

Die Herren R. Swinne und Dr. du Prel haben mir freundlichst durch Feinregulierung des Vakuums unentbehrliche Dienste geleistet, wofür ich ihnen auch hier meinen herzlichen Dank sage.

München, Physik. Inst. d. Univers. Anfang Juni 1918.

(Eingegangen 24. Juni 1918.)

2. *Diamagnetismus bei schwachen Feldstärken; von O. E. Frivold.*

(Vorläufige Mitteilung.)

Es liegt nahe, zu untersuchen, ob schwach magnetisierbare Körper eine Suszeptibilität besitzen, die von der magnetischen Feldstärke abhängig ist.

Diese Verhältnisse sind in neuerer Zeit auch von verschiedenen Forschern untersucht worden, u. a. besonders von K. Honda in der Abhandlung „Über thermomagnetische Eigenschaften der Elemente“.¹⁾ Honda findet hier auch eine Feldabhängigkeit, sowohl für paramagnetische wie diamagnetische Elemente. Für Indium findet er sogar Paramagnetismus bei schwachen Feldstärken und Diamagnetismus bei höheren Feldstärken. Jedoch nähert sich die Suszeptibilität immer einem konstanten Endwerte bei sehr hohen Feldstärken. Honda meint, daß diese Feldabhängigkeit durch ganz kleine Mengen von Eisen, die fast immer vorhanden sind, verursacht wird, und zeigt, wie man die Suszeptibilität des reinen Metalles unter diesen Voraussetzungen berechnen kann.

Vor kurzem haben Overbeck und Weber²⁾ bei Zn-Cu-Legierungen beobachtet, daß einige Proben bei schwachen Feldstärken Paramagnetismus aufweisen, dagegen Diamagnetismus bei stärkeren Feldern. Magnetismus dieser Art wird Metamagnetismus genannt.

Diese Eigentümlichkeiten sind in einer statistischen Theorie des Dia-, Para- und Metamagnetismus von R. Gans³⁾ behandelt worden.

Unter der Annahme, daß ein Magneton aus einem starren Elektronensystem besteht, so zeigt sich, daß die Erregung immer diamagnetisch ist, wenn das Magneton keine Figuren-

1) K. Honda, Ann. d. Phys. **32**, p. 1027. 1910.

2) K. Overbeck, Ann. d. Phys. **46**, 1915. p. 677.

3) R. Gans, Ann. d. Phys. **49**, p. 149. 1916

achse besitzt. Sind die drei Hauptträgheitsmomente des Magnetons einander gleich, so wird die Suszeptibilität völlig unabhängig von der Feldstärke und Temperatur. Sind dagegen die Hauptträgheitsmomente einander nicht gleich, dann ergibt sich eine Feldabhängigkeit (und Temperaturabhängigkeit), und zwar hat die $\chi - H$ -Kurve — wo χ die spezifische Suszeptibilität und H die magnetische Feldstärke bezeichnen — den Verlauf, der auf Fig. 1 dargestellt wird.

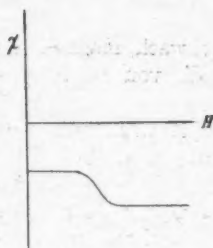


Fig. 1.

Gans meint, daß es nicht ganz sicher erscheine, ob die von Honda festgestellte Feldabhängigkeit sich auf Eisenverunreinigung zurückführen lasse. Es ist deshalb dringend erwünscht, die Messungen für schwache Felder zu ergänzen, um entscheiden zu können, ob die vollständige Kurve der Fig. 1 entspricht.

Ein quantitativer Vergleich der Theorie mit den Messungen wird eine Berechnung der Anzahl von Magnetonen in Kubikzentimetern und der Hauptträgheitsmomente derselben ermöglichen.

Besitzt das Magoneton eine Figurenachse, dann ist die Erregung nach der Theorie paramagnetisch, aber in der Weise, daß auch der paramagnetische Körper diamagnetische Eigenschaften besitzt, die den thermischen Rotationen der Magnetonen um die zwei äquatorialen Hauptträgheitsachsen entsprechen.

Bei niedrigen Temperaturen und kleinen Feldern kann der Paramagnetismus überwiegen; er geht aber bei höheren Temperaturen sowie bei stärkeren Feldern in Diamagnetismus über.

Der Zweck dieser Untersuchungen war, die Feldabhängigkeit bei möglichst schwachen Feldern für reine diamagnetische Elemente nachzuweisen, um, wenn möglich, die erwähnte Theorie nachzuprüfen. Die dabei angewendete Versuchsanordnung, die eine Abänderung des gewöhnlichen Torsionsverfahrens war, ermöglichte quantitative Bestimmungen von $H = \text{ca. } 50$ Gauss und aufwärts (bei dieser vorläufigen Untersuchung bis $H = \text{ca. } 1000$ Gauss).

Gleich an dieser Stelle soll mitgeteilt werden, daß die Messungen zwar eine Feldabhängigkeit bei ganz kleinen Feldstärken für fast alle untersuchten Elemente ergaben, daß aber die erhaltenen Kurven ($\chi - H$) nur bei Gold mit Fig. 1 übereinstimmen (Zn zeigte eine konstante Suszeptibilität zwischen $H = 100$ Gauss und 700 Gauss; eine Feldabhängigkeit konnte hier nicht festgestellt werden). Untersucht wurden die Elemente Sb, Te, S, Zn, Ag und Au, die alle früher als diamagnetisch angesehen worden waren. Ag zeigte Paramagnetismus bei kleinen Feldwerten bis $H = \text{ca. } 800$ Gauss, dagegen Diamagnetismus bei höheren Feldwerten; Diamagnetismus wurde also bei Silber nachgewiesen.

Versuchsmaterial.

Antimon wurde aus Brechweinstein und Zucker mit Zusatz von etwas Soda im Porzellantiegel bei hoher Temperatur hergestellt. Die dabei verwendeten Chemikalien waren von sehr reiner Qualität.

Das Zink war von der Firma Merck geliefert; die Gold- und Silberproben von der Firma Kahlbaum bezogen. Das Tellurium und der Schwefel wurden von einer hiesigen Firma geliefert.

Jede Probe wurde sorgfältig mit Schmirgelpapier abgerieben, wie auch nachträglich in reiner Salzsäure abgewaschen oder abgekocht, je nach der Löslichkeit.

Der Chemiker Johs. Lindeman des hiesigen Chemischen Laboratoriums der Universität hatte freundlichst die angegebenen Substanzen (mit Ausnahme von Au, da die ganze Probe zu den Messungen verwendet werden mußte und daher erst später analysiert werden konnte) samt einer Probe von dabei verwendetem destillierten Wasser einer kolorimetrischen Eisenbestimmung unterworfen.

Alle Substanzen wurden erst in allerreinsten Salzsäure oder Salpetersäure aufgelöst. Darauf wurde die Lösung vom Hauptelement wieder möglichst befreit, z. B. durch Fällung mit H_2S oder anderen Mitteln, in der Weise, daß dreiwertiges Eisen in Salzsäurer-Lösung zurückblieb. (Was Zink und Wasser betrifft, sind die Bestimmungen ohne vorherige Fällungen vorgenommen worden.)

Das Residuum wird zur Trockene verdampft, in Wasser aufgelöst und ihm darauf ein paar Tropfen Perhydrol zu-

gesetzt, 6 ccm HCl 3 Proz. und 10 ccm NH_4CNS -Lösung 7 Proz. Die Flüssigkeit wurde in einen Hehnerzylinder Nr. I hineingebracht, darauf in den Zylinder Nr. II etwas Wasser zugesetzt, 6 ccm HCl 3 Proz. und 10 ccm NH_4CNS -Lösung 7 Proz. — Eine schwache Fe-Lösung [0,014 mg Fe pro ccm Ursubstanz $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4 \cdot \text{Fe}_2(\text{SO}_4)_3 \cdot 24\text{H}_2\text{O}$ Merck p. a.] wurde aus einer Bürette hineingetropft, bis fast derselbe Farbenton in beiden Zylindern I und II auftrat.¹⁾ Die Flüssigkeit wurde dann mit Wasser verdünnt, bis in den Zylindern I und II das gleiche Volumen erreicht war, worauf mit dem Hinzutropfen fortgesetzt wurde, bis die gleiche Farbe erzielt war. Vom Eisenverbrauch wurde der Eisengehalt in den Proben berechnet.

Ferner wurde ein Überschuß an Eisenlösung der Flüssigkeit in Zylinder II zugesetzt, beide Flüssigkeiten in den Zylindern I und II darauf auf ein gleiches Volumen gebracht und schließlich aus Zylinder II so viel Flüssigkeit abgezapft, bis wieder in beiden Zylindern die gleiche Farbe erzielt war.²⁾

Von der im ganzen zugesetzten Lösung, dem Volumen vor und nach der Abzapfung, erhält man eine neue Bestimmung für die Eisenmenge in Zylinder I. In dem Mittelwerte der beiden Bestimmungen ist eine etwaige Unsicherheit in der Beurteilung des Farbentons teilweise wenigstens eliminiert. Die Frage nach der Zuverlässigkeit in der Bestimmung von Fe-Mengen mittels der kolorimetrischen Rhodanmethode näher zu behandeln, war leider keine Zeit.³⁾

In jedem Falle wurde eine Blindanalyse mit den angewendeten Reagensen ausgeführt und die erhaltenen Eisenmengen in Rechnung gezogen.

Die Analysen lieferten folgende Ergebnisse:

			Honda
Sb Eisengehalt	0,025 Prom.		0,018 Prom.
Zn	0,020	„	
Ag	0,008	„	0,006 „
S	0,008	„	0,400 „
Te	0,006	„	0,060 „
H ₂ O	< 7. 10 ⁻⁶	„	

1) M. O. Mayer, Chem. Zentralbl. 1. p. 1629. 1913.

2) Bei den Farbenvergleichen wurde immer in der Längsrichtung in den Zylinder geblickt.

3) Angaben zur näheren Beleuchtung der Genauigkeit dieser Doppelbestimmung wird Hr. Lindeman bei einer späteren Gelegenheit veröffentlichen.

Die Analysenergebnisse Hondas sind hier ebenfalls angegeben.

Die Reinheit der untersuchten Elemente stimmt, wie man sieht, fast genau mit den Ergebnissen überein, zu denen Honda¹⁾ gelangt ist; nur die von ihm angewendete Schwefelprobe ist wesentlich reicher an Eisen.

Versuchsanordnung.

Die Versuchsanordnung war in der Hauptsache dieselbe wie bei Curie und anderen Forschern, d. h. die zu untersuchenden Körper befanden sich in einem ungleichförmigen Felde, und die auf sie wirkende Kraft wurde mittels einer Torsionswaage gemessen.

Es sei H_x der Feldwert an der betreffenden Stelle des Feldes (die x -Koordinate gibt die magnetische Kraftlinienrichtung an), dH_x/dy deren Gradient in einer Richtung senkrecht zu H_x , M die Masse der Probe und χ die spezifische Suszeptibilität derselben, dann ist bekanntlich die auf die Probe wirkende Kraftkomponente K_y durch die Gleichung

$$K_y = \chi \cdot M \cdot H_x \frac{dH_x}{dy}$$

gegeben.

Wird K_y , M , H_x und dH_x/dy gemessen, so kann χ berechnet werden.

Magnetisches Feld.

Die Bestimmung von H_x und dH_x/dy .

Der zu untersuchende Körper kommt an eine Stelle im Felde, wo -

$$H_x \cdot \frac{dH_x}{dy}$$

ein Maximum ist.

Bei der Bestimmung von

$$H_x \text{ und } \frac{dH_x}{dy}$$

wurde das ballistische Verfahren angewendet.

Eine kleine Probespule F , deren Windungsfläche mit dem Mikroskop ausgemessen wurde ($F = 102 \text{ qcm}$), liegt in einem

1) K. Honda, l. c.

Messingrohre eingebettet. Dieses Messingrohr mit der Spule *F* ist um eine horizontale Achse *AA* drehbar, und der Drehungswinkel wird mittels des Zeigers *G*, der an einem eingeteilten Zirkel liegt, gemessen. Die Spule *F*, eine gegenseitige Induktion, der ballistische Drehspulengalvanometer, der die Induktionsstöße mißt, sowie ein Widerstandskasten blieben immer im Kreise. Das System wurde mittels der bekannten gegenseitigen Induktion justiert. Die Spule wurde mit ihrer Windungsfläche senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien eingestellt, und zwar an der Stelle des Feldes, wo sich das Probestück bei den Torsionsmessungen befand. Die Spule wurde

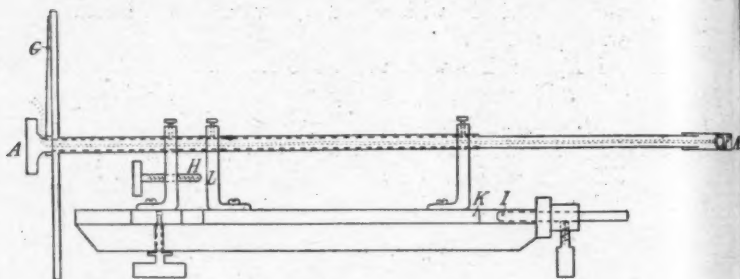


Fig. 2.

im Felde um einen Winkel gedreht und die Induktionsstöße mittels des ballistischen Galvanometers gemessen. Durch eine Verschiebung in der horizontalen *y*-Richtung zwischen den Anschlägen *J* und *H* konnte ΔH_x durch den ballistischen Ausschlag ermittelt werden. Die Größe Δy wurde auf folgende Weise sehr genau bestimmt. Ein Stückchen Draht, dessen Durchmesser mit einer Mikrometerschraube ausgemessen war, wurde zwischen *K* und *J* angebracht. Die Schraube *H* wurde gegen den Anschlag *L* so eingestellt, daß der Draht genau zwischen den Flächen *J* und *K* steckte. Da das ballistische Drehspulengalvanometer verhältnismäßig kleine Ausschläge für kleine Feldwerte gab, wurden auch einige Kontrollmessungen mit einem gewöhnlichen Drehspulengalvanometer von größerer Empfindlichkeit vorgenommen. Um ein solches Galvanometer in diesem Falle verwenden zu können, mußte er mittels einer geeigneten gegenseitigen Induktion für jeden gemessenen Aus-

schlag justiert werden. Beobachtet man z. B. einen Ausschlag u , wenn man die Spule um eine Strecke Δy im Felde verschiebt, so schaltet man nachher einen Strom von einer solchen Größe in der Primärwicklung der gegenseitigen Induktion ein, daß das Galvanometer bei Kommutieren des Stromes im Primärkreise einen gleich großen Ausschlag gibt. — Kennt man die gegenseitige Induktion, die Windungsfläche der Probespule und mißt dann den Strom im Primärkreise, so läßt sich die Variation ΔH leicht berechnen. Die Übereinstimmung der beiden Verfahren war ganz befriedigend.

Diese Kontrollmessungen wurden hauptsächlich deshalb vorgenommen, um den leniären Verlauf zwischen dH_x/dy und H bei den schwachen Feldwerten festzustellen.

Die Drehwage.

Die Kraft, die das inhomogene Magnetfeld auf das Probestück ausübt, ist mittels einer Kompensationswage ermittelt worden. Die Grundsätze, die der Konstruktion dieser Wage zugrunde liegen, sind dieselben, die Hr. A. W. Marke¹⁾ angewendet hat. Bei dieser Versuchsanordnung wird die Kraft, die das Magnetfeld auf das Probestück ausübt, mittels zwei Stromspulen kompensiert. Die Wage ist schematisch auf den Figg. 3 und 4 dargestellt.

$CHDSM_1$ bezeichnen das drehbare System. Dieses ist möglichst leicht verfertigt, um einen dünnen Draht zum Aufhängen verwenden zu können (ca. 0,05 mm im Durchmesser und ca. 40 cm lang). Der Teil $HDKS$ besteht aus Aluminium. Der Arm HK ist ca. 50 cm lang. D ist ein verstellbares Gegengewicht. C und C^1 sind zwei Kapseln aus Papier; die eine (C) befindet sich in dem inhomogenen Magnetfelde, die andere, wie ersichtlich, ist an einem dünnen Kupferdrahte ca. 40 cm unterhalb der Polstücken aufgehängt. Die eine Spule M_1 (ca. 2000 Windungen) ist am oberen Ende des drehbaren Systemes befestigt. Diese Spule steht in Verbindung mit dem übrigen Stromkreise durch den Aufhängungsdraht E und eine kleine Spirale aus dünnem Platindraht (F).

1) A. W. Marke, Sur les propriétés thermomagnétiques de l'eau: Oversigt over det Kgl. danske Videnskabernes Selskab Forhandlingar 1916. Nr. 5 u. 6.

Zwei feste Spulen M_2 (ca. 1400 Windungen) sind an den Wänden des Zinkkastens angebracht. GG ist die Dampfvorrichtung und besteht aus Glimmerblättchen.

Vermittelt meßbarer Ströme im M_1 und M_2 ist es möglich, die Wirkung des magnetischen Feldes zu kompensieren. Die Stellung des Systemes wurde mit Hilfe einer empfind-

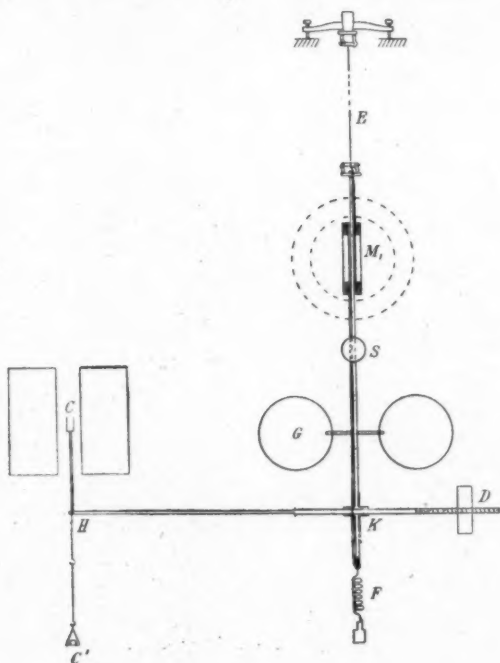


Fig. 3.

lichen Spiegelablesung bestimmt. Da der Skalaabstand ca. 400 cm, der Arm HK ca. 50 cm lang ist, ergibt eine Ablesungsgenauigkeit von ca. 0,5 mm an der Skala eine Einstellungsgenauigkeit im Felde von ca. 0,03 mm. Um auch bei den verschiedenen Messungen eine bestimmte Einstellung der Kapsel C in der Vertikalebene EKC zu ermöglichen, wurde durch Gewichte (aus Zink) auf C' immer das gleiche

Drehmoment an den Arm HK hervorgerufen. Im voraus wurde festgestellt, daß das Magnetfeld keine Wirkung auf die Gewichte C^1 ausübte.

Während der Kompensation wurde der Strom in der Drehspule M_1 durch den Kompensationskreis konstant gehalten. e_1 und e seien beziehungsweise eine Akkumulatorbatterie und ein Normalelement, R_1 sei der Regulierungswiderstand, R_2 ein Normalwiderstand, G ein empfindliches Galvanometer, R_3 ein Widerstand, parallel zur Spule M_1 eingeschaltet. Zeigt das Galvanometer keinen Ausschlag, so ist der Strom in dem Hauptkreise $i = \frac{e}{R_2}$. Kennt man gleichzeitig die Widerstände R_3 und M_1 , so ist der Strom A_1 in M_1 damit bestimmt. Der Strom A_2 wurde mit einem Präzisionszeigegalvanometer von Siemens & Halske gemessen.

Messungen.

Eine Messung wurde in dieser Weise vorgenommen. Zuerst kompensiert man mittels der Ströme A_1 und A_2 (in M_1 und M_2) die Torsionskraft im Aufhängungsdraht, bis der Lichtstreifen an der Skala im Gleichgewichte auf dem gewählten Index ist.

Die Kompensation wird dann auch vorgenommen, nachdem die Ströme in A_1 und A_2 kommentiert sind. Die Ablesungen am Amperemeter A_2 seien a und a^1 . Das Magnetfeld wird nunmehr erregt und die zwei Kompensationen werden aufs neue vorgenommen. Die Ablesungen seien nun b und b^1 . Die Kommentierung der Ströme wird vorgenommen, um den Einfluß fremder magnetischer Kräfte zu eliminieren (z. B. die Wirkung des Erdmagnetismus, und im zweiten Falle besonders die Wirkung des Elektromagneten).

Der Magnet wird dann sorgfältig entmagnetisiert und dieselben Kompensationen mit entgegengesetzter Stromrichtung im Magnet aufs neue wiederholt. Schließlich wird die Kompensation im Felde Null vorgenommen.

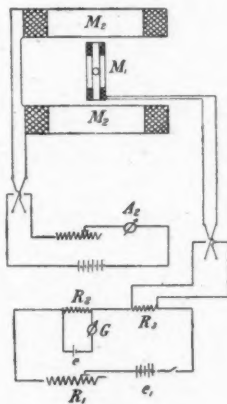


Fig. 4.

Tabelle I.

Tellur.

 $M = 2,0670 \text{ g. } A_1 = 24,04 \cdot 10^{-6} \text{ Amp.}$

Leere Kapsel.

a	a^1	$a + a^1$	$i_1 \cdot 10^3$ Amp.	f Amp.	b	b^1	$b + b^1$	$i_1 \cdot 10^3$ Amp.	$A_2 = (i_2 - i_1)$ 10^3 Amp.	A_1, A_2 10^7 Amp.^2
-70,5	-72,5	-143,0	-142,25	0,1004	$\uparrow - 67,9$	-70,5	-138,4	-134,5	+	1,86
-69,8	-71,7	-141,5	-		$\downarrow - 64,7$	-69,9	-130,6	-	+	20,52
-69,9	-71,7	-141,6	-142,3	0,3005	-31,6	-33,6	-65,2	-56,92	+	
-70,5	-72,5	-143,0	-		-23,6	-25,05	-48,65	-	+	
-70,2	-71,7	-141,9	-141,75	0,602	+58,7	+59,7	+118,4	+244,1	+	92,7
-69,9	-71,7	-141,6	-		+62,8	+63,9	+125,7	-	+	
-73,8	-75,15	-148,95	-147,2	1,003	+92,3	+94,2	+186,5	+934,8	+	260
-71,9	-73,6	-145,5	-		+93,8	+93,6	+187,4	-	+	
-71,9	-73,6	-145,5	-163,4	1,407	+98,5	+98,9	+197,4	+194,6	+	506
-87,9	-93,4	-181,3	-		+95,2	+96,6	+191,8	-	+	
Kapsel und Tellur.										
-67,05	-69,1	-136,15	-136,48	0,1004	$\uparrow - 66,6$	-69,1	-135,7	-139,9	-	3,4
-67,4	-69,4	-136,8	-		$\downarrow - 71,2$	-72,9	-144,1	-	-	0,817
-67,0	-68,3	-135,3	-135,73	0,3018	-96,8	-98,7	-195,5	-180,1	-	44,37
-67,05	-69,1	-136,15	-		-81,4	-83,3	-164,7	-	-	10,67
-63,4	-65,7	-129,1	-132,2	0,6014	-76,0	-77,9	-153,9	-167,8	-	48,8
-67,0	-68,3	-135,3	-		-90,7	-91,0	-181,7	-335,6	-	203,4
-72,9	-74,8	-147,7	-146,25	1,0012	-81,7	-83,4	-165,5	-831,8	-	685,55
-72,1	-72,7	-144,8	-		-83,9	-83,7	-167,6	-	-	164,9
-72,1	-72,7	-144,8	-157,65	1,402	-86,2	-85,9	-172,1	-1735,5	-	1577,9
-81,9	-88,6	-170,5	-		-88,1	-86,9	-175,0	-	-	379

Tabelle I. (Fortsetzung.)
Leere Kapsel.

a	a^1	$a + a^1$	$i_1 \cdot 10^3$ Amp.	J Amp.	b	b^1	$b + b^1$	$i_2 \cdot 10^3$ Amp.	$A_2 = (i_2 - i_1)$ 10^3 Amp.	$A_1, A_2 \cdot 10^7$ Amp.
72,9	76,0	148,9	—	0,1003	70,1	73,0	143,1	—	6,6	1,59
74,6	76,6	151,2	—	—	71,1	72,7	143,8	—	—	—
72,0	73,6	145,6	—	0,3011	28,5	30,9	59,4	—	86,45	20,76
72,9	76,0	148,9	—	—	30,4	31,8	62,2	—	—	—
71,4	73,5	144,9	—	0,6026	63,1	64,0	127,1	—	389,35	93,5
72,0	73,6	145,6	—	—	58,2	58,8	117,0	—	—	—
68,9	71,5	140,4	—	1,002	91,9	93,6	185,5	—	1070,6	257,2
70,6	70,6	141,2	—	—	93,8	92,6	186,4	—	—	—
70,6	70,6	141,2	—	1,407	98,4	96,4	194,8	—	2075,2	498
78,3	82,9	161,2	—	—	94,1	95,9	190,0	—	—	—

Die Differenz $(b + b^1) - (a + a^1)$ ergibt dann ein Maß für das Drehungsmoment, mit dem das Magnetfeld auf das drehbare System einwirkt.

Auf Tab. I sind die Angaben einer willkürlich herausgegriffenen Messung wiedergegeben. Die Pfeile geben die Richtung des Stromes in dem erregten Magnet an. $a + a^1$ zeigen den mittleren Kompensationsstrom, doppelt genommen und in Graden ausgedrückt, ohne Einwirkung des Magnetfeldes; $b + b^1$ sind der doppelte Kompensationsstrom, wenn der Magnet erregt wird. i_1 und i_2 sind die bezüglichen Ströme in Ampere ausgedrückt. Das Zeichen + gibt ein in die Drehrichtung des Uhrzeigers ausgeübtes Drehmoment an (ausgeübt durch die Torsion des Aufhängungsdrahtes oder von diesem im Verein mit dem Magnetfelde). — ein Drehmoment im entgegengesetzten Sinne. Das Drehmoment, das auf die Kapsel und etwaigenfalls auch auf den in ihr enthaltenen Stoff ausgeübt wird, wird durch den Ausdruck $A_2 = i_2 - i_1$ gemessen.

Das Zeichen + für A_2 und $A_1 A_2$ gibt Paramagnetismus, — Diamagnetismus an. Das gleiche gilt auch in den Tabellen II bis VIII.

Das Produkt $A_1 \cdot A_2$ ist dann der Kraft F_y proportional. $F_y = k \cdot A_1 \cdot A_2$, wobei k eine Konstante ist.

Um quantitative Messungen ausführen zu können, wurde die Drehwage geeicht. Kennt man nämlich die Suszeptibilität eines Stoffes, so kann die Konstante k berechnet werden, wenn man die Größen $A_1 \cdot A_2$, M , H_x und dH_x/dy mißt. Ganz naturgemäß wurde hier als Eichungsmaterial vielfach destilliertes Wasser verwendet, sowohl weil dieser Stoff in reinem Zustande verhältnismäßig leicht erhaltbar ist, wie auch, weil seine Suszeptibilität sehr genau nach verschiedenen Meßverfahren gemessen ist. Bei 20° können wir $\chi = -(0,720 \pm 0,001) 10^{-6}$ für Wasser im Vakuum setzen. Das Ergebnis dieser Messungen findet man in Tab. II.

Tabelle II.

Wasser.

 $M = 1,1252 \text{ g.}$

H_x	$\frac{dH_x}{dy}$	$A_1 A_2 \cdot 10^7$		$A_1 A_2 \cdot 10^7$ H_2O	$\frac{A_1 \cdot A_2}{M} \cdot \frac{1}{H_x \cdot \frac{dH_x}{dy}}$
		Glasgefäß	H_2O und Glasgefäß		
1630	451	+ 4265	+ 373,5	— 3891,5	$4,71 \cdot 10^{-10}$
3084	852	+ 12400	— 1598	— 13998	$4,74 \cdot 10^{-10}$

$$\chi_{H_2O} = K \cdot \frac{A_1 A_2}{M} \cdot \frac{1}{H_x \cdot \frac{dH_x}{dy}}. \quad \text{Hieraus } K = 1580.$$

Da die Messungen hier in Luft ausgeführt wurden, muß man dieses Verhältnis in Rechnung ziehen. Für die Suszeptibilität der Luft wurde $\pm 0,027 \cdot 10^{-6}$ gesetzt. Die scheinbare Suszeptibilität des Wassers in Luft wird demnach $-0,747 \cdot 10^{-6}$. Dieser Wert wurde bei der Bestimmung von k benutzt. Die Konstante k ist aus der Tab. II ermittelt worden.

In den folgenden Tabellen bezieht sich χ auf Messungen im Vakuum — $\Delta\chi$ — wahrscheinliche Fehler (Sicherungs-

faktor = 2 angesetzt) sind in gewöhnlicher Weise aus den Fehlern in H_x , dH_x/dy usw. berechnet.

Tabelle III.

Tellur.

 $M = 2,0670 \text{ g.}$

H_x	$\frac{dH_x}{dy}$	$A_1 A_2 \cdot 10^7$		$A_1 A_2 \cdot 10^7$ Te	$- \chi \cdot 10^6$	$\Delta \chi \cdot 10^6$
		Kapsel	Te und Kapsel			
55	15	+ 1,72	- 0,82	- 2,54	0,233	0,02
171,6	46	+ 20,64	- 10,67	- 31,31	0,299	0,006
366,5	96,5	+ 93,1	- 48,8	- 141,9	0,302	0,002
631	170,5	+ 258,6	- 164,9	- 423,5	0,296	0,002
894	247,4	+ 502,0	- 379,0	- 881,0	0,304	0,001

Tabelle IV.

Schwefel.

 $M = 1,2125 \text{ g.}$

H_x	$\frac{dH_x}{dy}$	$A_1 A_2 \cdot 10^7$		$A_1 A_2 \cdot 10^7$ S	$- \chi \cdot 10^6$	$\Delta \chi \cdot 10^6$
		Kapsel	S und Kapsel			
84,2	22,8	+ 4,52	- 0,83	- 5,35	0,35	0,02
113,5	30,5	+ 9,48	- 1,75	- 11,23	0,408	0,02
203,5	54,3	+ 31,8	- 6,25	- 38,05	0,435	0,007
365,0	96,0	+ 100,8	- 23,7	- 124,5	0,448	0,004
566	152,0	+ 230,3	- 68,5	- 298,8	0,439	0,002
762	209,6	+ 394,0	- 154,0	- 548,0	0,434	0,002

Tabelle V.

Antimon.

 $M = 2,0765 \text{ g.}$

H_x	$\frac{dH_x}{dy}$	$A_1 A_2 \cdot 10^7$		$A_1 A_2 \cdot 10^7$ Sb	$- \chi \cdot 10^6$	$\Delta \chi \cdot 10^6$
		Kapsel	Sb und Kapsel			
55,3	15,0	+ 1,94	- 5,08	- 7,02	0,64	0,04
113,5	30,5	+ 8,56	- 23,59	- 32,15	0,704	0,018
235,0	62,5	+ 39,0	- 106,6	- 145,6	0,750	0,009
366,0	96,5	+ 92,05	- 255,0	- 347,05	0,745	0,005
462,0	123,2	+ 142,5	- 415,0	- 557,5	0,741	0,004

Tabelle VI.

Zink.

 $M = 2,0005 \text{ g.}$

H_x	$\frac{dH_x}{dy}$	$A_1 A_2 \cdot 10^7$		$A_1 A_2 \cdot 10^7$ Zn	$-z \cdot 10^6$	$\Delta z \cdot 10^6$
		Kapsel	Zn und Kapsel			
113,5	30,5	+ 9,48	+ 3,92	- 5,56	0,126	0,006
234,0	62,4	+ 43,6	+ 16,43	- 27,17	0,143	0,002
364,2	95,9	+100,8	+ 38,54	- 62,26	0,137	0,001
565	151,6	+230,3	+ 78,4	-151,9	0,1362	0,0007
761	209,4	+398,0	+113,7	-284,3	0,1371	0,0005

Tabelle VII.

Gold.

 $M = 1,2599 \text{ g.}$

H_x	$\frac{dH_x}{dy}$	$A_1 A_2 \cdot 10^7$		$A_1 A_2 \cdot 10^7$ Au	$-z \cdot 10^6$	$\Delta z \cdot 10^6$
		Kapsel	Au und Kapsel			
55,3	15,0	+ 2,11	+ 1,28	- 0,83	0,124	0,02
84,0	22,8	+ 4,52	+ 2,84	- 1,68	0,110	0,01
171,3	45,8	+ 21,12	+ 13,41	- 7,71	0,122	0,005
266,0	70,5	+ 33,0	+ 51,0	- 18,00	0,119	0,003
365,0	96,0	+ 93,5	+ 58,45	- 35,05	0,124	0,002
565	151,6	+220,5	+124,4	- 96,1	0,139	0,001
761	209,2	+385,8	+207,2	-178,6	0,139	0,0006

Tabelle VIII.

Silber.

 $M = 1,7112 \text{ g.}$

H_x	$\frac{dH_x}{dy}$	$A_1 A_2 \cdot 10^7$		$A_1 A_2 \cdot 10^7$ Ag	$-z \cdot 10^6$	$\Delta z \cdot 10^6$
		Kapsel	Ag und Kapsel			
55,3	15,0	+ 1,99	+ 2,55	+ 0,56	+0,07	0,02
84,0	22,8	+ 4,40	+ 5,69	+ 1,29	+0,07	0,01
141,6	38,5	+ 13,85	+ 19,13	+ 5,28	+0,092	0,004
171,3	45,8	+ 20,52	+ 28,5	+ 7,98	+0,096	0,003
235,0	62,6	+ 39,68	+ 54,5	+14,82	+0,096	0,002
366,0	96,5	+ 92,7	+120,3	+27,6	+0,075	0,001
500,0	133,6	+169,4	+204,0	+34,6	+0,0504	0,0005
564,0	151,6	+215,0	+249,6	+34,6	+0,0401	0,0003
630,0	170,5	+268,0	+295,5	+27,5	+0,0262	0,0002
762,0	209,6	+382,8	+388,0	+ 5,2	+0,0055	0,0000
895,0	247,5	+506,0	+486,0	+20,0	+0,0058	0,0008

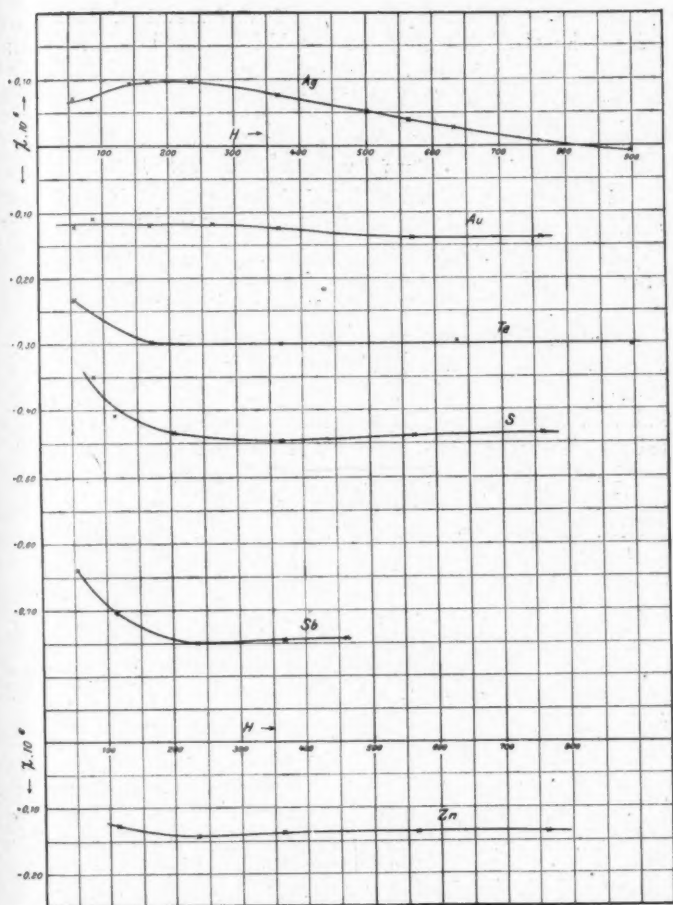


Fig. 5.

Ergebnisse.

Die Suszeptibilität der untersuchten Elemente, mit Ausnahme des Zinks, zeigt eine Feldabhängigkeit bei schwachen Feldwerten. Die Suszeptibilität bei höheren Feldwerten ist durch eine merkliche Konstanz gekennzeichnet, Silber aus-

genommen. Die Suszeptibilität der verschiedenen Elemente scheint konstant bis zu folgenden Feldwerten hinab zu sein:

Für Zink	bis H	100 Gauss
„ Gold	„ H	600 „
„ Antimon	„ H	250 „
„ Tellurium	„ H	200 „
„ Schwefel	wahrscheinlich oberhalb H 600 Gauss.	

Das Silber ist paramagnetisch bei schwachen Feldwerten, wird aber diamagnetisch bei Feldwerten oberhalb 800 Gauss. Reines Silber ist gewöhnlich als diamagnetisch angesehen¹⁾, obwohl auch Paramagnetismus bei Silberproben beobachtet worden ist. Es kann in dieser Verbindung auf Arbeiten von Shaw und Heapes²⁾ sowie von Königsberger³⁾ hingewiesen werden. Diese Forscher haben jedoch keinen Übergang von Para- zu Diamagnetismus beobachtet. Shaw und Heapes haben überhaupt nur mit äußerst kleinen Feldwerten gearbeitet (H zwischen ~ 2 und ~ 12 Gauss).

In diesem Falle liegt es nahe, die Aufmerksamkeit auf das Vorhandensein fremder Stoffe zu richten, besonders des Eisens. Bei Silber-Eisen-Legierungen werden nämlich diese beiden Metalle nicht miteinander vermischt, und man sollte erwarten, daß das Eisen in ferromagnetischem Zustande auftrete, besonders wenn letzterer Stoff nur in minimalen Mengen vorhanden ist (hier 0,008 Prom.). Ein Maximum der Suszeptibilität sollte man dann, wie Shaw und Heapes bemerken, bei H ca. = 2 Gauss erwarten. Dies ist aber keineswegs der Fall. Die hier angewendete Probe zeigt ein Maximum der Suszeptibilität bei $H = 200$ Gauss.⁴⁾

Es scheint dann nur die Annahme übrig zu bleiben, daß Eisen in paramagnetischem Zustande vorhanden sein müßte, wenn Eisenverunreinigungen die Ursache des Überganges von Para- zu Diamagnetismus sein sollten. Gegen diese Annahme spricht jedoch das Verhältnis, daß keines der chemisch analysierten Elemente sich eisenärmer als Silber erweist, und dennoch zeigen die anderen Elemente nur Diamagnetismus. Weitere Versuche, im besonderen Untersuchungen bei Proben, die minimale zugesetzten Mengen Eisen enthalten, werden

1) K. Honda, l. c.

2) P. E. Shaw and C. Heapes, *The Electrician* 77. p. 708. 1916.

3) J. Königsberger, *Ann. d. Phys.* 66. p. 698. 1898.

4) Auch Shaw u. Heapes, l. c.

vielleicht über dieses Verhältnis Aufschluß geben. Solche Untersuchungen habe ich zurzeit vorgenommen. Nach der Theorie von Gans sind jedenfalls die metamagnetischen Erscheinungen theoretisch begründet. Durch Steigerung der Temperatur und des Feldwertes muß es nach dieser Theorie stets möglich sein, die paramagnetischen Körper diamagnetisch zu machen.

Die Suszeptibilität von Sb, Te und S zeigt eine starke Feldabhängigkeit bei schwachen Feldwerten. Eine Konstanz aber bei den kleinsten Feldwerten ließ sich jedoch nicht erkennen. Weitere Versuche, die ich auch mit einer noch empfindlicheren Kraftwaage in Angriff genommen habe, werden dieses Verhältnis vielleicht aufklären. Es ist auch meine Absicht, diese Messungen auf möglichst viele Körper (besonders chemische Elemente) auszudehnen.

Die Suszeptibilität des Goldes zeigt eine Feldabhängigkeit, die mit der Theorie von Gans in Übereinstimmung steht (vgl. p. 472). Obgleich der Unterschied zwischen χ_{\max} und χ_{\min} zwar gar nicht groß ist, kann der Unterschied sich kaum durch die Ungenauigkeit der Messungen erklären lassen.

Der Theorie nach können in diesem Falle die Hauptträgheitsmomente des Magnetons und die Anzahl der Magnetonen pro Kubikzentimeter berechnet werden.

Sind A und C die beiden Hauptträgheitsmomente des Magnetons, N die Anzahl Magnetone pro Kubikzentimeter, b und h zwei Konstanten ($b = \frac{e}{2m}$, wo e/m das Verhältnis der Ladung zu der Masse des Elektrons $h = \frac{3}{2} \frac{1 - C/A}{2 + C/A}$), so ergibt die Theorie für die spezifische Suszeptibilität

$$(1) \quad \chi = -Nb^2 \frac{2A + C}{3} [1 + h \Omega(\gamma)],$$

wo

$$(2) \quad \Omega(\gamma) = \frac{2}{\sqrt{\pi} \gamma e^{\gamma^2} \Phi(\gamma)} \div \frac{1}{\gamma^2} + \frac{2}{3}$$

ist. Hier gibt $\Phi(\gamma)$ das Fehlerintegral

$$(2') \quad \Phi(\gamma) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\gamma} e^{-\gamma^2} d\gamma$$

an.

$$(3) \quad \gamma^2 = \frac{H^2 b^2 (A - C)}{2KT},$$

wo T die absolute Temperatur, H der Feldwert und K eine Konstante ($k = 1,35 \cdot 10^{-16}$ in C. G. S.) angeben.

Bezeichnen wir die spezifische Suszeptibilität für unendlich kleine Feldwerte χ_0 , also

$$(4) \quad \chi_0 = Nb^2 \frac{2A + C}{3}$$

(weil $\Phi(\gamma) = 0$, wenn $\gamma = 0$ ist), so wird

$$(5) \quad \frac{\chi - \chi_0}{\chi_0 h} = \Omega(\gamma).$$

Ferner ist nach (5) und (2)

$$(6) \quad \frac{\chi_\infty - \chi_0}{\chi_0} = h \Omega(\infty) = \frac{2}{3} h = \frac{1 - C/A}{2 + C/A}.$$

Aus

$$(7) \quad \frac{2}{3} h = \frac{\chi_\infty - \chi_0}{\chi_0},$$

kann h berechnet werden.

Man berechnet A und C aus den Ausdrücken (3), (5) und (6). Die den verschiedenen Werten von H zugehörigen Werte von γ können mit Hilfe der experimentell gefundenen Kurve $\chi - H$ bestimmt werden.

In der Formel (5) sind χ_0 und h bekannt. $\Phi(\gamma)$ kann aus (2) und (2') für verschiedene Werte von γ berechnet werden.

Die Suszeptibilität χ_1 für $\gamma = \gamma_1$ kann dann ebenfalls aus (5) berechnet werden und die entsprechenden Werte von H_1 der experimentell bestimmten Kurve H entnommen werden.

$A - C$ wird dann aus (3), C/A aus (6) berechnet. Hieraus A und C . Wenn A und C bekannt sind, ergibt sich N aus (4). Im vorliegenden Falle ergab sich für Gold $A = 3,1 \cdot 10^{-32}$, $C = 1,7 \cdot 10^{-32}$ C. G. S. und $N = 4,5 \cdot 10^{10}$, also per Grammolekül

$$N^1 = 4,5 \cdot 10^{10} \cdot 19,2 \cdot 197,2 = 1,7 \cdot 10^{14}.$$

Wird die Loschmidtsche Zahl $6,13 \cdot 10^{23}$ gesetzt, so will das sagen, daß ein Magneton im Golde aus $3,65 \cdot 10^9$ Atomen besteht.

Kristiania, Physik. Inst. d. Univ., Mai 1918.

(Eingegangen 31. Juli 1918.)

1.

te

1.

5)

en

en

an

n.

lls

on

n.

us

4).

32,

m-

will

en